ASTROPHYSIQUE

Thérèse ENCRENAZ, Jean-Pierre BIBRING
Michel BLANC, Maria-Antonietta BARUCCI
Françoise ROQUES, Philippe ZARKA

Le système solaire

Nouvelle édition



SAVOIRS ACTUELS

CNRS EDITIONS

EDP SCIENCES

Le système solaire

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Thérèse Encrenaz, Jean-Pierre Bibring,
Michel Blanc, Maria-Antonietta Barucci,
Françoise Roques et Philippe Zarka

Le système solaire

Nouvelle édition

S A V O I R S A C T U E L S

EDP Sciences/CNRS ÉDITIONS

Illustration de couverture :

Le système d'Uranus photographié en infrarouge (bande K, $\lambda = 2{,}2$ μm) avec l'instrument ISAAC du VLT à l'ESO, le 19 novembre 2002. Du fait du mouvement de la planète autour du Soleil, le système des anneaux d'Uranus présente maintenant, pour l'observateur terrestre, une configuration géométrique comparable à celle des anneaux de Saturne. Sur cette photo, le contraste des anneaux par rapport à la planète est considérablement renforcé, car, à $\lambda = 2{,}2$ μm, le flux solaire réfléchi par la planète elle-même est presque entièrement absorbé par le méthane de son atmosphère. Le Nord est en bas à droite et l'Est est en haut à droite. On reconnaît les cinq plus gros satellites d'Uranus : de gauche à droite Titania, Umbriel, Miranda, Ariel et Obéron.
(E. Lellouch, T. Encrenaz, J.-G. Cuby, A. Jaunsen, © ESO)

© 2003, EDP Sciences, 17, avenue du Hoggar, BP 112, Parc d'activités de Courtabœuf, 91944 Les Ulis Cedex A
et
CNRS ÉDITIONS, 15, rue Malebranche, 75005 Paris.

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés réservés pour tous pays. Toute reproduction ou représentation intégrale ou partielle, par quelque procédé que ce soit, des pages publiées dans le présent ouvrage, faite sans l'autorisation de l'éditeur est illicite et constitue une contrefaçon. Seules sont autorisées, d'une part, les reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective, et d'autre part, les courtes citations justifiées par le caractère scientifique et d'information de l'œuvre dans laquelle elles sont incorporées (art. L. 122-4, L. 122-5 et L. 335-2 du Code de la propriété intellectuelle). Des photocopies payantes peuvent être réalisées avec l'accord de l'éditeur. S'adresser au : Centre français d'exploitation du droit de copie, 3, rue Hautefeuille, 75006 Paris. Tél. : 01 43 26 95 35.

ISBN EDP Sciences 2-86883-643-7

ISBN CNRS ÉDITIONS 2-271-05845-7

Table des matières

Avant-propos xv

Liste des auteurs xvii

1 Présentation générale du système solaire 1
1.1 Mécanique et dynamique du système solaire 7
1.1.1 La loi universelle de la gravitation de Newton 7
1.1.2 Les lois de Kepler 8
1.1.3 La loi de Titius-Bode 11
1.1.4 Les résonances 11
1.1.5 La gravité dans un corps solide : forme et effet de marée . . 12
1.1.6 La limite de Roche 16
1.1.7 Les collisions 18
1.1.8 Le problème des N corps 19
1.1.9 Évolution à long terme du système solaire 19
1.1.10 Configurations particulières du système Soleil-Terre-Lune : les éclipses 21
1.2 Physique du système solaire 23
1.2.1 Rayonnement thermique et rayonnement solaire réfléchi . . 24
1.2.2 Les planètes 27
Planètes intérieures et planètes géantes 27
Atmosphères primitives et atmosphères secondaires 28
Structure thermique d'une atmosphère planétaire 30
Magnétosphères planétaires 31
1.2.3 Les satellites 31
1.2.4 Les anneaux 32
1.2.5 Les astéroïdes 33
1.2.6 Les comètes 35
1.2.7 Les objets transneptuniens 36
1.2.8 Le milieu interplanétaire 37

Les poussières interplanétaires 37
Le vent solaire 39
L'interaction des planètes avec le vent solaire 41
Précipitation de particules et courants dans l'atmosphère . . 43

2 Le système solaire dans l'Univers 45
2.1 Les échelles de distance 45
2.2 Le modèle du « big bang » et la nucléosynthèse primordiale 50
2.3 Vie et mort des étoiles 51
2.4 La nucléosynthèse stellaire 52
2.5 Les premiers stades de formation stellaire 54
2.6 La matière interstellaire 56
La phase gazeuse 56
La poussière interstellaire 58

3 Les méthodes d'étude du système solaire 61
3.1 Détermination des paramètres géométriques et physiques 62
3.1.1 Détermination des distances 62
3.1.2 Détermination des diamètres 62
3.1.3 Détermination des masses 64
3.1.4 Détermination des périodes de rotation 64
3.2 Analyse physico-chimique des gaz et des grains 64
3.2.1 Analyse du rayonnement par spectroscopie à distance . . . 64
Transfert radiatif dans les atmosphères planétaires 65
Transfert de rayonnement dans une atmosphère planétaire . 65
La composante solaire réfléchie 66
La composante thermique 67
Émission par fluorescence dans les atmosphères et les ionosphères 68
Physico-chimie des surfaces et des poussières 70
3.2.2 Analyse du rayonnement en fonction de l'angle de phase . . 70
3.2.3 Analyse de la structure thermique d'une atmosphère par la méthode d'occultation stellaire 71
3.2.4 Analyse *in situ* 71
L'atmosphère des planètes telluriques 72
Méthodes physiques d'analyse des surfaces planétaires par des sondes spatiales 72
L'analyse par spectroscopie X 72
L'analyse par spectroscopie γ 73
L'analyse par spectrométrie infrarouge 74

Matière extraterrestre 74
3.3 Analyse des plasmas et des champs magnétiques 75
3.3.1 Observations au sol 75
3.3.2 Observations spatiales 76

4 La formation du système solaire 81
4.1 L'histoire des modèles de formation du système solaire 82
4.1.1 Le modèle copernicien 82
4.1.2 Les différentes classes de modèles du XV^e^ au XX^e^ siècle . . 82
Les modèles de turbulence 83
Les théories de marée 83
Les théories d'accrétion 83
La théorie de la nébuleuse 84
4.2 Les observations 85
4.3 L'émergence d'un « modèle standard » 90
4.3.1 Le modèle de protoplanètes gazeuses (disque massif) . . . 90
4.3.2 Le « modèle standard » 91
4.3.3 La chronologie des événements 92
La nébuleuse 92
La formation des planétésimaux
par la séquence de condensation 94
Emballement de la croissance 99
Formation de Jupiter 100
Disparition du gaz 100
Formation des planètes terrestres 101
Formation des planètes géantes 102
Les collisions catastrophiques 103
Anneaux et satellites 104
Les petits corps 104
4.4 Confrontation aux autres systèmes 105
4.4.1 Les environnements d'étoiles 105
4.4.2 Les planètes extrasolaires 106

5 L'interaction des corps du système solaire avec le milieu interplanétaire 107
5.1 Le plasma interplanétaire : vent solaire et expansion coronale . . . 108
5.1.1 L'expansion coronale 108
5.1.2 La structure à grande échelle de l'héliosphère
dans le plan de l'écliptique 112
5.1.3 La structure tridimensionnelle de l'héliosphère 115
5.1.4 Les structures transitoires du vent solaire 117
5.1.5 L'interaction de l'héliosphère avec le milieu interstellaire . . 119

5.2 Les enveloppes gazeuses externes des planètes : thermosphères et ionosphères 123
5.2.1 La structure de la haute atmosphère neutre 124
Structure verticale de l'atmosphère neutre 124
Structure verticale de l'hétérosphère/thermosphère 127
L'exosphère 130
5.2.2 La structure et la dynamique des couches ionosphériques . 132
L'équation de continuité : naissance et mort du plasma ionosphérique 133
Le terme de production 134
Le terme de perte 136
Mobilités et conductivités du plasma ionosphérique 137
Diffusion du plasma dans le gaz neutre : la structure verticale ionosphérique 141
Le conducteur ionosphérique 143
5.3 L'interaction du vent solaire avec les objets du système solaire . . 145
5.3.1 Les différents types d'interaction 145
5.3.2 L'interaction du vent solaire avec les enveloppes gazeuses non magnétisées (cas de figure b) 148
Les comètes 148
Vénus 151
5.3.3 L'interaction du vent solaire avec les planètes magnétisées . 155
La magnétosphère fermée 155
Le modèle de Chapman-Ferraro 158
Les modèles hydrodynamiques tridimensionnels 160
La magnétosphère ouverte 163
La circulation du plasma à l'intérieur des magnétosphères . 165
5.3.4 Les émissions radio « aurorales » des magnétosphères planétaires 173
Observations 173
Théorie 181
Accélération des électrons énergétiques 186

6 Les planètes telluriques et leurs satellites 189
6.1 Mercure 190
6.1.1 Paramètres orbitaux et caractéristiques macroscopiques . . 191
6.1.2 L'exosphère de Mercure et les résidus polaires 192
6.1.3 L'intérieur de Mercure et son champ magnétique 192
6.1.4 La surface de Mercure 193
6.1.5 La magnétosphère de Mercure 196
6.2 Vénus 197
6.2.1 Observation de Vénus 198

6.2.2 Paramètres orbitaux et propriétés globales 199
6.2.3 La surface et l'intérieur de Vénus 201
Topographie 201
Composition du sol 203
L'intérieur de Vénus 205
6.2.4 L'atmosphère de Vénus 206
Structure thermique 206
Composition atmosphérique 207
Structure nuageuse 208
La circulation atmosphérique 211
L'effet de serre et l'évolution de l'atmosphère de Vénus . . 211
6.3 La Terre 213
6.3.1 Caractéristiques orbitales 214
6.3.2 Structure interne 215
6.3.3 La tectonique des plaques 218
6.3.4 Le champ magnétique terrestre 225
6.3.5 L'atmosphère actuelle 227
Composition atmosphérique 227
Structure thermique 228
6.3.6 Le climat terrestre et la circulation atmosphérique 231
L'évolution climatique 232
L'ionosphère terrestre et l'interaction avec la magnétosphère 232
6.4 La Lune 233
6.4.1 L'observation télescopique de la Lune 235
6.4.2 Les observations spatiales 236
6.4.3 Les analyses d'échantillons en laboratoire 240
6.4.4 L'origine de la Lune 243
6.4.5 Le système Terre-Lune 244
6.5 Mars 245
6.5.1 L'observation de Mars 247
6.5.2 Paramètres orbitaux, propriétés physiques macroscopiques et structure interne 248
6.5.3 Formations géologiques 249
6.5.4 La composition du sol de Mars 253
6.5.5 L'atmosphère de Mars 257
Structure thermique 257
Composition atmosphérique 260
Circulation générale 261
L'eau sur Mars : un indice de son histoire passée 263
6.5.6 Étude comparative de l'atmosphère des planètes telluriques 264
Évolution comparative des atmosphères planétaires 264

Abondances des gaz rares dans les planètes telluriques . . . 266
6.5.7 La recherche d'une vie fossile sur Mars 268
6.6 Phobos et Deimos 269

7 **Les astéroïdes** 273
7.1 Caractéristiques orbitales 274
7.2 La nature physique des astéroïdes 278
7.3 Composition chimico-minéralogique des astéroïdes 281
7.4 Résultats récents d'observations spatiales 286
7.5 Origine et évolution des astéroïdes 289
7.6 L'interaction astéroïde-vent solaire 291

8 **Les planètes géantes** 293
8.1 Introduction 293
8.2 L'atmosphère neutre des planètes géantes 295
8.2.1 Les structures thermiques 297
Transfert radiatif et transfert convectif 297
Les modèles de transfert radiatif 298
Inversion de l'intégrale de brillance 299
Détermination de T(z) par la méthode d'occultation stellaire 299
La mesure directe du profil thermique de Jupiter 300
Résultats 300
8.2.2 Les structures nuageuses 301
Les modèles d'équilibre thermochimique 302
Mise en évidence observationnelle
à partir de la spectroscopie 302
Jupiter : l'apport de la mission *Galileo* 303
Morphologie à grande échelle : zones et bandes 303
Morphologie à petite échelle : ovales blancs et taches chaudes 307
8.2.3 Abondances moléculaires 310
8.2.4 Les rapports d'abondances élémentaires
et isotopiques 312
Mesure de l'abondance d'hélium dans les planètes géantes . 313
Mesure du rapport D/H dans les planètes géantes 315
Le rapport C/H 317
Les rapports N/H, P/H, O/H et Ge/H 319
L'apport de la sonde *Galileo* : la mesure de l'abondance
des gaz rares sur Jupiter 320
Les rapports $^{12}C/^{13}C$ et $^{14}N/^{15}N$ et leurs implications
astrophysiques 322
8.2.5 La haute atmosphère des planètes géantes 323

Détermination des profils de température et de densité . . . 323
Le coefficient de diffusion turbulente 323
Photochimie des planètes géantes : dissociation et ionisation 325
CO et HCN dans la stratosphère de Neptune 326
La source externe d'oxygène 329
Les aurores 329
La collision de la comète Shoemaker-Levy 9 avec Jupiter . . 329

8.3 La structure interne des planètes géantes 330
8.3.1 Les données expérimentales 331
Masse, rayon et champ de gravitation 331
L'énergie interne des planètes géantes 331
Structure thermique et composition chimique des atmosphères 332
8.3.2 Construction de modèles d'énergie interne 332
Les modèles statiques 333
Les modèles évolutifs 334
Les résultats 335

8.4 Champ magnétique et magnétosphère des planètes géantes 337
8.4.1 Le champ magnétique de Jupiter 338
8.4.2 Structure de la magnétosphère jovienne 342
8.4.3 Dynamique de la magnétosphère jovienne 345
Sources de plasma 346
Transport : convection et corotation 346
Transport radial et écarts à la corotation 348
Plasma énergétique et processus d'accélération 349
Interaction Io-Jupiter 350
Émissions électromagnétiques aurorales 352
Ceintures de radiations et puits de plasma 354
8.4.4 Le champ magnétique et la magnétosphère de Saturne . . . 356
8.4.5 Les champs magnétiques d'Uranus et de Neptune 360

9 Titan 363
9.1 L'atmosphère neutre de Titan 364
9.1.1 Composition chimique de l'atmosphère 364
9.1.2 Le rapport D/H dans l'atmosphère de Titan 367
9.1.3 Structure thermique de l'atmosphère 367
9.1.4 Aérosols et nuages 369
9.2 La haute atmosphère de Titan 369
9.2.1 Composition et structure de la haute atmosphère 369
9.2.2 L'interaction magnétosphérique 370

9.2.3 L'aéronomie de Titan et la formation de molécules complexes 370
9.3 La surface et l'intérieur de Titan 372
9.3.1 La surface de Titan 372
9.3.2 L'intérieur de Titan 373
9.4 L'interaction de Titan avec la magnétosphère de Saturne 375

10 Les corps dénués d'atmosphère dans le système solaire extérieur 379
10.1 Les satellites des planètes géantes 380
10.1.1 Les satellites de Jupiter 380
Les petits satellites 380
Les satellites galiléens 381
10.1.2 Les satellites de Saturne 393
Les gros satellites de glace 393
Les petits satellites de Saturne 396
10.1.3 Les satellites d'Uranus 397
10.1.4 Les satellites de Neptune 399
Triton 399
10.2 Pluton et Charon 402
10.2.1 Historique 402
10.2.2 L'exploration du système Pluton-Charon 403
10.2.3 Pluton : atmosphère et surface 403
10.2.4 Charon 406
10.2.5 L'origine du couple Pluton-Charon 406
10.3 Les anneaux des planètes géantes 407
10.3.1 La formation des anneaux planétaires 407
10.3.2 Les anneaux de Jupiter 409
10.3.3 Les anneaux de Saturne 411
10.3.4 Les anneaux d'Uranus 414
10.3.5 Les anneaux de Neptune 415

11 Les comètes 419
11.1 Nomenclature des comètes 420
11.2 Les orbites des comètes et le problème de leur origine 422
La collision de la comète Shoemaker-Levy 9 avec Jupiter . . 423
11.3 Mesure de la brillance des comètes 427
11.4 La physique des comètes 428
11.4.1 Le noyau 431
Dimensions, rotation et masse 431
La structure du noyau cométaire 433
11.4.2 La coma 435

La sublimation du noyau 435
L'expansion de gaz dans la coma 436
Les molécules mères 437
Photodissociation et photo-ionisation des molécules mères . 441
Molécules filles, radicaux et ions 441
Rapports isotopiques dans les comètes 443
11.4.3 La poussière cométaire 444
Cinématique des queues de poussière 444
Composition des grains 446
Dimension des grains 447
Taux d'éjection de la poussière 447
11.4.4 Matière cométaire et matière interstellaire 448
11.5 L'interaction des comètes avec le vent solaire 448

12 Les nouvelles frontières 453
12.1 Introduction 453
12.2 Découverte des objets lointains 453
12.3 Caractéristiques orbitales des transneptuniens 455
12.4 Les Centaures 457
12.5 Propriétés physiques et composition 457

13 Grains interplanétaires, micrométéorites et météorites 463
13.1 Introduction 463
13.2 Distribution en masse 464
13.3 Distribution spatiale de la matière interplanétaire 466
13.4 Les météorites 469
13.4.1 Classification 470
13.4.2 Origine des météorites 472
13.4.3 Les météorites martiennes 474
13.4.4 Composition chimique des météorites 474
13.4.5 Composition isotopique des météorites 475
Le fractionnement en masse 475
La production radiogénique 476
La datation par désintégrations radioactives 477
13.4.6 Anomalies isotopiques et origine du système solaire 479
13.5 Collectes de matière cométaire 483

14 Les nouveaux systèmes planétaires 485
14.1 Introduction 485
14.2 Les limites du domaine planétaire 485

14.3 Les disques circumstellaires 487
14.3.1 Bêta-Pictoris 487
14.3.2 Les autres disques circumstellaires 487
14.4 Les planètes extrasolaires 488
14.4.1 Deux étapes : 1992 et 1995 488
14.4.2 Les méthodes de recherche 488
14.4.3 Diversité des planètes extrasolaires 494
14.5 Connaissances acquises et questions 498
14.5.1 Bilan des observations 498
14.5.2 Les questions théoriques posées par les premières découvertes 500
14.5.3 Quelques projets observationnels 505
14.6 Conclusions 507

15 La recherche de la vie dans l'Univers 509
15.1 Qu'est-ce que la vie ? 510
15.2 Les expériences de laboratoire 511
15.3 La recherche de la vie dans le système solaire 512
15.3.1 Analyse des échantillons lunaires 512
15.3.2 Les météorites, les micro-météorites et les comètes 512
15.3.3 Mars 513
15.3.4 Les planètes géantes 513
15.3.5 Europe 514
15.3.6 Titan 515
15.4 Les possibilités de vie dans l'Univers 516
15.4.1 Quelle est la probabilité de la vie dans l'Univers ? 516
15.4.2 À la recherche d'une vie extraterrestre 517

16 Bibliographie 519

17 Index 525

Avant-propos

La première version de cet ouvrage (*Le Système Solaire*, par Thérèse Encrenaz, Jean-Pierre Bibring et Michel Blanc) est parue en 1987, en co-édition InterÉditions/Éditions du CNRS. Cette version a été traduite et publiée par Springer-Verlag en 1990, puis remise à jour en 1995. Comme l'indiquaient les préfaces des différentes éditions, ce livre était dédié à l'analyse du système solaire dans son ensemble, notamment par l'étude des processus physico-chimiques responsables de la formation et de l'évolution de ses objets.

Depuis la première parution de l'ouvrage, la planétologie a connu, dans tous ses aspects, un développement considérable, qui a fait apparaître encore davantage l'extrême diversité des objets explorés. De nouvelles missions spatiales planétaires sont venues enrichir nos bases de données : citons en particulier *Magellan* sur Vénus, *Galileo* sur Jupiter, *Ulysse* sur l'héliosphère, *Mars Global Surveyor* sur Mars, *Soho* et *Cluster* sur les relations Soleil-Terre. Les observatoires spatiaux *HST* et *ISO* ainsi que les grands télescopes au sol ont fourni des observations à très haute résolution spatiale ou spectrale et ont permis la photométrie d'objets de plus en plus faibles ; c'est ainsi qu'ont pu être détectés les premiers objets transneptuniens qui peuplent la ceinture de Kuiper. Parallèlement, le développement d'outils de calcul numérique de plus en plus puissants ont permis des avancées spectaculaires dans la modélisation de l'évolution dynamique du système solaire. La collision de la comète Shoemaker-Levy 9 avec Jupiter en 1994, et les apparitions des comètes Hyakutake et Hale-Bopp en 1996 et 1997, ont permis de nouveaux développements dans le domaine de la physique cométaire et de la physique des impacts. Enfin, la détection, en nombre rapidement croissant, de planètes extrasolaires aux propriétés très différentes des nôtres, ouvre de nouvelles interrogations sur les scénarios de formation des systèmes planétaires et du système solaire lui-même.

La planétologie d'aujourd'hui peut se définir autour de deux grands axes : d'une part, l'étude de l'origine et de l'évolution du système solaire (notamment à partir de l'étude du système solaire extérieur et de la matière extraterrestre) et, d'autre part, l'étude comparative des objets du système solaire (qu'il s'agisse de leur intérieur, de leur surface, de leur atmosphère ou de leur magnétosphère). Ces deux aspects vont largement bénéficier des missions spatiales à venir, avec en particulier *Cassini* et *Rosetta* vers le système solaire extérieur, *Mars Sample Return* et *Bepi-Colombo* pour la planétologie comparée, sans oublier les futurs observatoires spatiaux, *NGST* et *Herschel*. On voit que, par ses deux axes, la planétologie entretient des liens de plus en plus étroits avec les disciplines connexes : l'astronomie, pour ce qui concerne l'étude de la physique solaire, de la formation stellaire, du milieu interstellaire et des exoplanètes ; les sciences de la terre, les sciences de l'environnement et les sciences de la vie pour la planétologie comparative et l'exobiologie. Plus que jamais, la planétologie est une science pluridisciplinaire.

Comme lors de sa première parution, ce livre est dédié à l'analyse de la planétologie sous tous ses aspects, y compris pluridisciplinaires, avec pour objectif la compréhension des mécanismes physico-chimiques rencontrés. Le plan de l'ouvrage reprend celui de la première édition, avec une première partie consacrée aux notions générales concernant le système solaire et une deuxième partie consacrée à une étude classe par classe des objets. De nouveaux chapitres ont été introduits sur la place du système solaire dans l'Univers, la ceinture de Kuiper et les exoplanètes. D'autres, concernant la formation du système solaire et les astéroïdes, ont été profondément remaniés. Enfin, l'analyse des magnétosphères planétaires a été plus largement développée. Nous espérons que cette nouvelle édition, ainsi remaniée, pourra servir d'ouvrage de référence pour les étudiants comme pour les chercheurs désireux d'appronfondir leurs connaissances.

Liste des auteurs

Thérèse Encrenaz
Directeur de recherche CNRS
LESIA, Observatoire de Paris, Meudon

Jean-Pierre Bibring
Professeur à l'Université Paris XI
Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

Michel Blanc
Astronome
Observatoire astronomique de Marseille-Provence

Maria-Antonietta Barucci
Astronome
LESIA, Observatoire de Paris, Meudon

Françoise Roques
Astronome-adjoint
LESIA, Observatoire de Paris, Meudon

Philippe Zarka
Chargé de recherche CNRS
LESIA, Observatoire de Paris, Meudon

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Chapitre 1

Présentation générale du système solaire

Le système solaire peut être défini comme étant l'ensemble des objets soumis au champ de gravitation du Soleil. D'autres effets dus à la proximité du Soleil peuvent également être considérés, comme la pression de radiation ou l'interaction avec le vent solaire ; selon toutes ces définitions le système solaire s'étend jusqu'à une distance de deux années-lumière environ, l'étoile la plus proche, Proxima du Centaure, étant elle-même située à un peu plus de quatre années-lumière. Cependant, notre connaissance de ce milieu est bien loin d'atteindre cette limite, puisque les objets du système solaire les plus lointains que nous connaissons, les comètes, semblent provenir d'une distance n'excédant pas 50 000 unités astronomiques[1] (ua), soit moins du tiers de la dimension totale ; quant aux autres corps du système solaire que nous connaissons, ils sont tous situés à une distance inférieure à quelques centaines d'ua. Nous limitons donc notre étude à la région quasi centrale du système solaire.

Remarquons d'abord que la masse de l'ensemble des objets du système solaire représente une fraction négligeable de la masse du Soleil lui-même (moins de 0,15 %) ; par ailleurs, la plupart de ces objets se déplacent toujours à proximité du plan de l'équateur du Soleil. Le système solaire se présente donc comme un disque essentiellement vide, dans lequel se déplacent, à de très grandes distances les uns des autres, les planètes et leurs satellites, les astéroïdes et les comètes.

Les planètes constituent les objets les plus massifs du système solaire. Dès l'Antiquité, le déplacement de ces objets par rapport à la sphère des étoiles fixes avait été remarqué par les Grecs qui leur avaient donné le nom d'« astres errants » (planètes). Les planètes ont des orbites quasi circulaires autour du Soleil et se situent à des distances héliocentriques variant d'un corps à l'autre, de 0,4 ua à plus de 30 ua ; leur diamètre varie de quelques milliers de kilomètres à plus de

1. L'unité astronomique est la distance moyenne Soleil-Terre, soit 149,6 millions de km. L'année-lumière est la distance parcourue par la lumière en un an, soit $9{,}5 \times 10^{15}$ m.

100 000 km. Elles sont au nombre de neuf : Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune et Pluton. Les observations de la dernière décennie du XX^{e} siècle ont montré que Pluton est le représentant d'une classe d'objets plus petits, situés au-delà de 30 ua, les objets transneptuniens, qui peuplent la ceinture de Kuiper (aussi appelée ceinture d'Edgeworth-Kuiper).

Entre les orbites de Mars et de Jupiter, on trouve une famille de corps plus petits, dont le diamètre est compris entre quelques mètres et quelques centaines de kilomètres, également en orbite quasi circulaire autour du Soleil : ce sont les astéroïdes. La plupart d'entre eux sont regroupés au sein d'un tore situé à 2-3,5 ua du Soleil, la ceinture principale astéroïdale.

Les comètes, dont le noyau n'excède pas quelques kilomètres de rayon, se déplacent sur des trajectoires elliptiques souvent très inclinées par rapport au plan de l'orbite terrestre (plan de l'écliptique).

Une autre classe d'objets est soumise en priorité à l'action du champ de gravitation des planètes elles-mêmes : il s'agit des satellites. Les plus gros d'entre eux ont des dimensions comparables à celles des planètes les plus petites. Enfin, les planètes extérieures, au-delà de la ceinture principale des astéroïdes, sont également dotées de systèmes d'anneaux, formés de particules de taille très variable pouvant aller de quelques microns à quelques mètres.

Entre tous ces objets, le milieu interplanétaire n'est pas complètement vide : on y trouve des particules de poussière, dont les dimensions peuvent se compter en microns ; on y trouve également un plasma d'électrons et d'ions qui, pour l'essentiel, est originaire de la couronne solaire : c'est le vent solaire.

Le tableau 1-1 présente les caractéristiques orbitales des planètes, et le tableau 1-2 l'ensemble des caractéristiques des satellites. Les propriétés physiques des planètes sont résumées dans le tableau 1-3.

Tableau 1-1
Caractéristiques orbitales des planètes

Nom	Demi-grand axe (ua)	Excentricité	Inclinaison sur l'écliptique (°)	Période de révolution sidérale (année)
Mercure	0,38710	0,205631	7,0048	0,2408
Vénus	0,72333	0,006773	3,3947	0,6152
Terre	1,00000	0,016710	0,0000	1,0000
Mars	1,52366	0,093412	1,8506	1,8807
Jupiter	5,20336	0,048393	1,3053	11,856
Saturne	9,53707	0,054151	2,4845	29,424
Uranus	19,1913	0,047168	0,7699	83,747
Neptune	30,0690	0,008586	1,7692	163,723
Pluton	39,4817	0,248808	17,1417	248,02

J2000, époque : 1er janvier 2000.

Tableau 1-2
Les satellites naturels des planètes

	Sat.	$\underline{a}$ (km)	$\underline{e}$	$\underline{i}$ (deg)	$\underline{P}$ (days)	$\underline{R}$ (km)	$\underline{\rho}$ (g/cm^3)	G.A.
TERRE								
	Lune	384 400	0,0554	5,16	27,322	1 737,15	3,344	0,12
MARS								
	Phobos	9 380	0,0151	1,075	0,319	11,1	1,867	0,071
	Deimos	23 460	0,0002	1,793	1,262	6,2	2,247	0,068
JUPITER								
J1	Io	421 800	0,0041	0,036	1,769	1 821,6	3,528	0,62
J2	Europe	671 100	0,0094	0,469	3,551	1 560,8	3,014	0,68
J3	Ganymède	1 070 400	0,0011	0,170	7,155	2 631,2	1,942	0,44
J4	Callisto	1 882 700	0,0074	0,187	16,69	2 410,3	1,834	0,19
J5	Amalthée	181 400	0,0031	0,388	0,498	83,5	3,1	0,09
J6	Thébé	221 900	0,0177	1,070	0,675	49,3	3,0	0,047
J7	Adrastée	129 000	0,0018	0,054	0,298	8,2	3,0	0,1
J8	Metis	128 000	0,0012	0,019	0,295	21,5	3,0	0,061
J9	Himalia	1 461 000	0,1623	27,496	250,56	85	2,6	0,04
J10	Elara	1 741 000	0,2174	26,627	259,64	43	2,6	0,04
J11	Pasiphae	23 624 000	0,4090	151,431	743,63	30	2,6	0,04
J12	Sinope	23 939 000	0,2495	158,109	758,90	19	2,6	0,04
J13	Lysithea	11 717 000	0,1124	28,302	259,20	18	2,6	0,04
J14	Carme	23 404 000	0,2533	164,907	734,17	23	2,6	0,04
J15	Ananke	21 276 000	0,2435	148,889	629,77	14	2,6	0,04
J16	Leda	11 165 000	0,1636	27,457	240,92	10	2,6	0,04
J17	Callirrhoe	24 102 000	0,2827	147,138	758,77	4,3	2,6	0,04
J18	Themisto	7 507 000	0,2420	43,075	130,02	4,0	2,6	0,04
J19	Megaclite	23 806 000	0,4210	152,846	752,82	2,7	2,6	0,04
J20	Taygete	23 360 000	0,2516	165,236	723,24	2,5	2,6	0,04
J21	Chaldene	23 179 000	0,2512	165,182	723,78	1,9	2,6	0,04
J22	Harpalyke	21 105 000	0,2259	148,644	623,34	2,2	2,6	0,04
J23	Kalyke	23 583 000	0,2453	165,198	742,98	2,6	2,6	0,04

	Sat.	$\underline{a}$ *(km)*	$\underline{e}$	$\underline{i}$ *(deg)*	$\underline{P}$ *(days)*	$\underline{R}$ *(km)*	$\underline{\rho}$ *(g/cm^3)*	*G.A.*
J24	Iocaste	21 269 000	0,2156	149,430	631,49	2,6	2,6	0,04
J25	Erinome	23 279 000	0,2659	164,914	728,26	1,6	2,6	0,04
J26	Isonoe	23 217 000	0,2461	165,247	725,52	1,9	2,6	0,04
J27	Praxidike	21 147 000	0,2296	148,957	625,30	3,4	2,6	0,04
	S/2000_J11	12 555 000	0,2484	28,273	286,95	2,0	2,6	0,04
	S/2001_J1	24 122 000	0,3188	152,424	765,10	2,0	2,6	0,04
	S/2001_J2	21 312 000	0,2280	148,531	632,43	2,0	2,6	0,04
	S/2001_J3	21 252 000	0,2117	150,705	631,85	2,0	2,6	0,04
	S/2001_J4	23 219 000	0,2776	150,404	720,80	1,5	2,6	0,04
	S/2001_J5	23 808 000	0,3116	151,029	749,07	1,0	2,6	0,04
	S/2001_J6	23 029 000	0,2671	165,081	716,34	1,0	2,6	0,04
	S/2001_J7	21 027 000	0,2304	148,905	616,95	1,5	2,6	0,04
	S/2001_J8	23 124 000	0,2668	164,967	720,93	1,0	2,6	0,04
	S/2001_J9	21 168 000	0,2806	145,965	623,02	1,0	2,6	0,04
	S/2001_J10	19 394 000	0,1427	145,770	553,11	1,0	2,6	0,04
	S/2001_J11	23 547 000	0,2641	165,246	741,03	1,5	2,6	0,04
	S/2002_J1	22 931 000	0,2588	165,001	723,90	1,5	2,6	0,04
SATURNE								
S1	Mimas	185 600	0,0206	1,566	0,942	198,6	1,14	0,6
S2	Encelade	238 100	0,0001	0,010	1,370	249,4	1,00	1,0
S3	Téthys	294 700	0,0001	0,168	1,888	529,8	1,00	0,8
S4	Dioné	377 400	0,0002	0,002	2,737	559	1,50	0,6
S5	Rhéa	527 100	0,0009	0,327	4,518	764	1,24	0,6
S6	Titan	1 221 900	0,0288	1,634	15,95	2 575	1,88	0,2
S7	Hypérion	1 464 100	0,0175	0,568	21,28	133	1,1	0,3
S8	Japet	3 560 800	0,0284	7,570	79,33	718	1,02	0,6
S9	Phoébé	12 944 300	0,1644	174,751	548,21	110	2,3	0,08
S10	Janus	151 500	0,0073	0,165	0,695	88,8	0,66	0,6
S11	Epiméthée	151 400	0,0205	0,335	0,694	59,5	0,61	0,5
S12	Hélène	377 400	0,0001	0,212	2,737	16	1,5	0,6
S13	Telesto	294 700	0,0010	1,158	1,888	12	1,0	1,0

	Sat.	$\underline{a}$ *(km)*	$\underline{e}$	$\underline{i}$ *(deg)*	$\underline{P}$ *(days)*	$\underline{R}$ *(km)*	$\underline{\varrho}$ *(g/cm^3)*	$\underline{G.A.}$
S14	Calypso	294 700	0,0005	1,473	1,888	9,5	1,0	0,7
S15	Atlas	137 700	0,0000	0,000	0,602	16	0,63	0,4
S16	Prométhée	139 400	0,0023	0,000	0,613	50	0,63	0,6
S17	Pandore	141 700	0,0044	0,000	0,629	42	0,63	0,5
S18	Pan	133 600	0,0000	0,000	0,575	10	0,63	0,5
	S/2000_S1	23 096 000	0,3331	173,087	1 312,37	8	2,3	0,06
	S/2000_S2	15 199 000	0,3636	45,129	686,91	9,5	2,3	0,06
	S/2000_S3	18 160 000	0,2948	45,560	893,08	16	2,3	0,06
	S/2000_S4	18 247 000	0,5355	33,512	925,60	6,5	2,3	0,06
	S/2000_S5	11 365 000	0,3335	46,158	449,22	7	2,3	0,06
	S/2000_S6	11 440 000	0,3216	46,739	451,48	5	2,3	0,06
	S/2000_S7	20 382 000	0,4701	175,783	1 086,91	2,8	2,3	0,06
	S/2000_S8	15 647 000	0,2697	152,653	728,93	3,2	2,3	0,06
	S/2000_S9	18 709 000	0,2078	167,498	951,38	2,8	2,3	0,06
	S/2000_S10	17 616 000	0,4740	34,451	871,92	4,3	2,3	0,06
	S/2000_S11	16 404 000	0,4778	33,979	783,45	13	2,3	0,06
	S/2000_S12	19 463 000	0,1138	175,809	1 016,31	2,8	2,3	0,06
SATURNE								
U1	Ariel	190 900	0,0012	0,041	2,520	578,9	1,66	0,39
U2	Umbriel	266 000	0,0039	0,128	4,144	584,7	1,40	0,21
U3	Titania	436 300	0,0011	0,079	8,706	788,9	1,71	0,27
U4	Obéron	583 500	0,0014	0,068	13,46	761,4	1,63	0,23
U5	Miranda	129 900	0,0013	4,338	1,413	235,8	1,20	0,32
U6	Cordélie	49 800	0,0003	0,085	0,335	20,1	1,3	0,07
U7	Ophélie	53 800	0,0099	0,104	0,376	21,4	1,3	0,07
U8	Bianca	59 200	0,0009	0,193	0,435	25,7	1,3	0,07
U9	Cressida	61 800	0,0004	0,006	0,464	39,8	1,3	0,07
U10	Desdémone	62 700	0,0001	0,113	0,474	32,0	1,3	0,07
U11	Juliette	64 400	0,0007	0,065	0,493	46,8	1,3	0,07
U12	Portia	66 100	0,0001	0,059	0,513	67,6	1,3	0,07
U13	Rosalinde	69 900	0,0001	0,279	0,558	36,6	1,3	0,07

	Sat.	a (km)	e	i (deg)	P (days)	R (km)	ϱ (g/cm^3)	G.A.
U14	Belinda	75 300	0,0001	0,031	0,624	40,3	1,3	0,07
U15	Puck	86 000	0,0001	0,319	0,762	81	1,3	0,07
U16	Caliban	7 231 000	0,1588	140,878	579,73	49	1,5	0,07
U17	Sycorax	12 179 000	0,5224	159,403	1 288,28	95	1,5	0,07
U18	Prospero	16 243 000	0,4431	151,966	1 977,29	15	1,5	0,07
U19	Setebos	17 501 000	0,5843	158,161	2 234,77	15	1,5	0,07
U20	Stephano	8 004 000	0,2295	144,103	677,37	10	1,5	0,07
	S/2001-U1	8 578 000	0,2079	167,001	759,03	–	1,5	0,07
NEPTUNE								
N1	Triton	354 800	0,0000	156,834	5,877	1 353	2,06	0,76
N2	Néréide	5 513 400	0,7512	7,232	360,14	170	1,5	0,15
N3	Naiade	48 200	0,0003	4,738	0,294	29	1,3	0,06
N4	Thalassa	50 100	0,0002	0,205	0,311	40	1,3	0,06
N5	Despina	52 500	0,0001	0,065	0,335	74	1,3	0,06
N6	Galatée	62 000	0,0001	0,054	0,429	79	1,3	0,06
N7	Larissa	73 500	0,0014	0,201	0,555	96	1,3	0,06
N8	Proteus	117 600	0,0004	0,039	1,122	208	1,3	0,06
	S2002_N1	21 930 000	0,4305	120,450	2 856,30	17,5	1,5	0,15
	S2002_N2	19 556 000	0,2000	58,933	2 404,21	17,5	1,5	0,15
	S2002_N3	20 857 000	0,5000	44,096	2 649,22	17,5	1,5	0,15
PLUTON								
	Charon	19 410	0,0002	99,089	6,387	593	1,85	0,37

a : Demi-grand axe.
e : Excentricité.
i : Inclinaison.
P : Période de révolution (jours).
R : Rayon moyen (km). Les objets d'un rayon inférieur à 50 km sont généralement de forme très irrégulière.
G.A. Albédo géométrique.

Tableau 1-3
Caractéristiques physiques des planètes

Nom	Masse (kg)	Masse (M_T)	Rayon équatorial	Rayon éq. (R_T)	Densité (g cm^{-3})	Période de rotation	Obliquité	Vitesse d'échappement
Mercure	$3{,}302 \times 10^{23}$	0,055	2 439	0,382	5,43	58,646 j	0	4,43
Vénus	$4{,}868 \times 10^{24}$	0,815	6 051	0,949	5,20	243,018 j	177,33	10,36
Terre	$5{,}974 \times 10^{24}$	1,000	6 378	1,000	5,52	23,934 h	23,45	11,19
Mars	$6{,}418 \times 10^{23}$	0,107	3 396	0,532	3,93	24,623 h	25,19	5,03
Jupiter	$1{,}899 \times 10^{27}$	317,9	71 492	11,21	1,33	9,925 h	3,08	59,54
Saturne	$5{,}685 \times 10^{26}$	95,16	60 268	9,45	0,69	10,656 h	26,73	35,49
Uranus	$8{,}683 \times 10^{25}$	14,53	25 559	4,00	1,32	17,24 h	97,92	21,33
Neptune	$1{,}024 \times 10^{26}$	17,14	24 764	3,88	1,64	16,11 h	28,80	23,61
Pluton	$1{,}32 \times 10^{22}$	0,002	1 137	0,18	1,94	6,387 j	119,6	1,25

1.1 Mécanique et dynamique du système solaire

Le système solaire est constitué d'un corps central, le Soleil, autour duquel orbitent les planètes et les petits corps. Des satellites et des anneaux orbitent autour des planètes. L'observation précise de la position et du mouvement des corps du système solaire a permis la découverte de la gravitation, principe structurant l'ensemble des corps célestes : au début du XVII^{e} siècle, Kepler énonce les lois qui décrivent le mouvement des planètes. Quelques dizaines d'années plus tard, Newton découvre qu'une même force, la gravitation, gouverne le mouvement des planètes et la pesanteur sur Terre. L'association des mathématiques et des ordinateurs permet aujourd'hui de bien comprendre les mouvements des corps du système solaire et d'étudier la stabilité du système solaire dans son ensemble.

1.1.1 La loi universelle de la gravitation de Newton

La gravitation est essentiellement une force « astronomique ». À l'échelle humaine, l'attraction gravitationnelle de la Terre est prépondérante, mais ses variations à la surface de la Terre sont pratiquement indétectables. Les marées océaniques, manifestation directe de la gravité de la Lune et du Soleil, sont très complexes. Ce sont les observations des mouvements des planètes qui permettent à Kepler, au début du XVII^{e} siècle, d'énoncer les trois lois qui portent son nom et qui gouvernent le mouvement des planètes autour du Soleil et des satellites autour des planètes. En étudiant ces formules, Isaac Newton en 1687 découvre la loi fondamentale et très simple qui régit l'attraction gravitationnelle entre tous les corps de l'Univers : entre deux corps séparés par une distance d, il existe une force d'attraction réciproque proportionnelle à la masse des corps, m_1 et m_2 et à l'inverse du carré de la distance qui les sépare, d. Son intensité est :

$$F = G \cdot m_1 \cdot m_2/d^2 \tag{1.1}$$

G est la constante universelle de la gravitation. Dans le système d'unités où les distances, le temps et les masses sont exprimés respectivement, en mètre, seconde et kilogramme, G prend la valeur 6,672 10^{-11} $m^3kg^{-1}s^{-2}$.

Chacun des deux corps subit une force de même intensité F et de direction opposée. Si N corps sont présents, chacun va évoluer sous l'action de la gravité des N – 1 autres corps.

Newton énonce aussi les lois du mouvement : un corps isolé, de masse M, garde une vitesse v constante. S'il subit une force F, sa vitesse change d'une quantité dv telle que $F = M \cdot dv$. Cette dernière loi permet à Newton de montrer que les lois de Kepler sont une conséquence directe de la loi de la gravitation appliquée à deux corps dont un a une masse négligeable devant l'autre.

La loi de Newton se généralise avec la théorie de la relativité d'Einstein, qu'il faut utiliser au voisinage de masses très importantes. Dans le système solaire, le calcul de l'orbite de Mercure nécessite de prendre en compte la relativité, à cause de la proximité du Soleil.

1.1.2 Les lois de Kepler

En 1609, Kepler, en étudiant les observations astronomiques de Tycho Brahe, déduit les lois régissant le mouvement des planètes autour du Soleil. Il trouve ces équations de manière empirique en avançant, pour expliquer l'origine de ce mouvement, une hypothèse de « vortex magnétique ». Les lois de Kepler décrivent bien le mouvement des planètes autour du Soleil parce que les planètes ont une masse négligeable devant le Soleil.

Première loi : La trajectoire d'une planète est une ellipse dont le centre du Soleil est un des foyers. Une ellipse est une courbe définie comme les points dont la somme des distances à deux points fixes (les foyers) est constante : un crayon pris dans une ficelle attachée en deux points dessine une ellipse (fig. 1-1).

Le mouvement de la planète peut être décrit de la façon suivante :

$$r = a\left(1 - e^2\right)/\left(1 + e \cdot \cos(\theta)\right) \tag{1.2}$$

expression dans laquelle r est la distance héliocentrique, a est le demi-grand axe de l'ellipse, e est son excentricité (c'est-à-dire le rapport de la distance des deux foyers au grand axe 2a), et θ est l'angle polaire mesuré par rapport au point de plus courte distance héliocentrique, appelé périhélie (ou périastre dans le cas d'un satellite). Le point de plus grande distance héliocentrique est nommé aphélie (apoastre dans le cas d'un satellite).

Deuxième loi : Au cours du mouvement, le rayon vecteur joignant le centre du Soleil à la planète décrit des surfaces égales en des temps égaux (figure 1-1) : la planète ralentit quand elle s'éloigne du Soleil et accélère quand elle s'en rapproche. C'est la loi des aires, qui s'exprime comme suit :

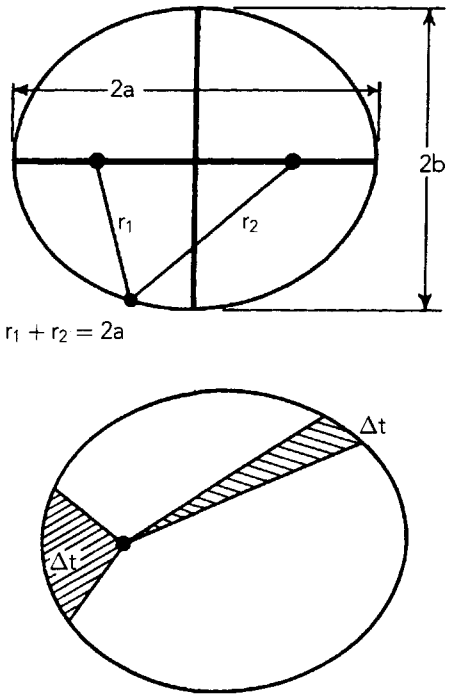


FIG. 1-1 – Les paramètres de l'ellipse, en haut. La deuxième loi de Kepler (loi des aires), en bas.

$$dA/dt = (1/2)\,(r^2 d\theta/dt) = h/2 \tag{1.3}$$

où A est l'aire balayée par le rayon Soleil-planète et h la constante des aires.

Troisième loi : Le rapport du cube des demi-grands axes des orbites au carré des périodes est le même pour toutes les planètes :

$$a^3/P^2 = C \tag{1.4}$$

P étant la période de révolution, et a le demi-grand axe. C est une constante qui, pour les planètes, vaut 1 si P est exprimé en année et a en unités astronomiques.

Les planètes et les astéroïdes ont des orbites quasi circulaires, à quelques exceptions près. Les comètes périodiques ont des orbites elliptiques, plus ou moins allongées. Les satellites réguliers ont également des trajectoires quasi circulaires autour de leur planète. Dans le cas des comètes non périodiques, qui semblent venir d'un réservoir nommé « nuage de Oort » situé à plusieurs dizaines de milliers d'ua, l'orbite est quasi parabolique autour du Soleil (chapitre 11).

Ces lois gouvernent le mouvement de la planète dans le plan de son orbite. Dans l'espace, l'orbite de la planète est rapportée à un plan de référence, celui de l'écliptique ; c'est celui de l'orbite terrestre autour du Soleil. Dans le cas des

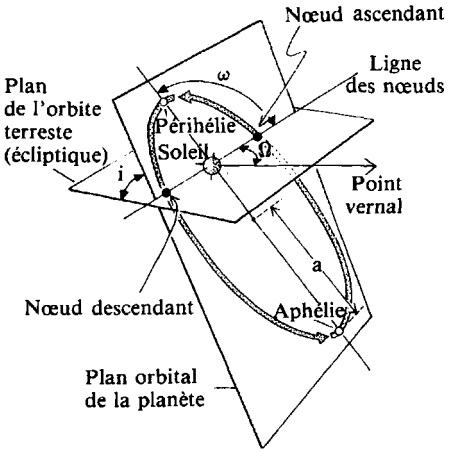


FIG. 1-2 – Les paramètres du mouvement képlérien.

satellites, le plan de référence est, en général, le plan équatorial de la planète. La trajectoire de l'objet coupe le plan de référence en deux points, appelés nœud ascendant et nœud descendant. L'intersection du plan orbital et du plan de référence est la ligne des nœuds. Une orbite est donc déterminée par cinq éléments (fig. 1-2) :

- le demi-grand axe a ;
- l'excentricité e de l'ellipse ;
- l'inclinaison du plan de l'orbite par rapport au plan de référence ;
- la longitude Ω du nœud ascendant (celui qui est traversé du sud vers le nord), mesurée à partir de la direction du point vernal. Celle-ci est définie par l'intersection des plans de l'écliptique et de l'équateur terrestre à une date fixe appelée J2000 (le 1er janvier 2000 à 12 heures). Le point vernal correspond à la position de la Terre à l'équinoxe d'automne ;
- l'argument ω du périhélie (angle de la direction du périhélie avec la ligne des nœuds).

La position d'un point sur l'orbite est définie, de plus, par l'instant t du passage au périhélie.

Dans le cas des comètes, on utilise également les paramètres suivants :

- la distance périhélique $q = a(1 - e)$;
- la distance aphélique $Q = a(1 + e)$;

qui expriment la distance héliocentrique de la comète, respectivement au périhélie et à l'aphélie.

En raison des interactions mutuelles entre les corps, les mouvements des planètes ne sont pas vraiment képlériens et les paramètres des orbites ne sont pas constants dans le temps. Une perturbation importante est la précession des

nœuds ; Ω n'est pas constant : l'orbite garde sa forme, mais son axe perpendiculaire pivote dans un sens opposé au mouvement du corps sur l'orbite (mouvement de la toupie). Dans le cas des planètes, ces variations sont très lentes : la ligne des nœuds balaie le plan de référence (écliptique) en plusieurs dizaines de milliers d'années. Une autre perturbation est l'avance du périhélie : l'ellipse tourne en restant dans le même plan. L'avance du périhélie de l'orbite de Mercure est de 531"/siècle. Le taux calculé à partir des équations de la gravitation est de 488"/siècle. Les équations de la relativité, qui généralisent l'équation de Newton, sont nécessaires pour expliquer cet excès de 43"/siècle. Dans le cas des comètes, les perturbations apportées par la proximité des planètes peuvent être importantes.

1.1.3 La loi de Titius-Bode

Au XVIII^{e} siècle, les astronomes allemands Wolf, puis Titius et Bode montrent que les rayons des orbites des six planètes connues à l'époque sont donnés, avec une bonne approximation par la formule

$$a = 0{,}4 + 0{,}3 \cdot 2^{n} \tag{1.5}$$

où n prend la valeur $-\infty$ pour Mercure, 0 pour Vénus, 1 pour la Terre, 2 pour Mars, 4 pour Jupiter, 5 pour Saturne. Les découvertes d'Uranus à 19,18 ua (la formule pour $n = 6$ prévoit une planète à 19,6 ua) et du premier astéroïde à 2,77 ua (pour $n = 3$, une planète est prévue à 2,8 ua) furent considérées comme les preuves de la valeur de cette formule.

La découverte de la ceinture principale des astéroïdes entre 2 et 3,5 ua fait naître l'idée que les astéroïdes sont les restes d'une planète détruite qui se serait trouvée à l'emplacement voulu par la formule. Cette hypothèse est aujourd'hui rejetée (voir chapitre 4). Neptune, découverte grâce à l'observation de déviation dans l'orbite d'Uranus, est située à 30,1 ua du Soleil, alors que la loi de Bode pour $n = 7$ prévoyait une planète à 38,8 ua. Avec la découverte de Pluton par C. Tombaugh en 1938 à 39,4 ua alors que la formule prévoit la planète suivante à 77,3 ua ($n = 8$), il apparaît clairement que cette formule décrit mal les orbites des planètes. Aucun fondement physique n'a jamais été trouvé à cette formule, bien que de nombreux travaux lui aient été consacrés. À l'inverse, il a été montré qu'avec un si petit nombre de points tirés au hasard, il y a beaucoup de chance de trouver une formule simple qui s'approche des points avec la même dispersion.

1.1.4 Les résonances

Aujourd'hui, on connaît 90 satellites, plus de 500 comètes et 30 000 astéroïdes, plus les anneaux et les objets de Kuiper : tous ces objets nous ont apporté la preuve que le système solaire est fortement structuré et que tous ces corps obéissent à des lois très complexes, fruits de la gravitation newtonienne et de l'effet très subtil de résonance (tabl. 1-4). Une résonance apparaît entre deux

corps si certains de leurs paramètres orbitaux évoluent de manière commensurable. Les résonances les plus importantes sont les *résonances de moyen mouvement* qui relient des corps dont les périodes de révolution sont commensurables. Le moyen mouvement n vaut $2 \cdot \Pi/P$, P étant la période de révolution. Par exemple, deux planètes sont en résonance 3 : 2 si l'une fait 3 révolutions autour du Soleil pendant que l'autre en fait 2, comme c'est le cas pour Neptune et Pluton. On a alors

$$2 \times n \text{ (Neptune)} - 3 \times n \text{ (Pluton)} = 0 \qquad (1.6)$$

Dans un anneau planétaire, les zones où les particules sont en résonance avec un satellite sont le siège de mécanismes complexes comme des ondes de densité ou des ondulations (figure 1-3).

Quand un petit satellite orbite dans un anneau, les résonances de moyen mouvement s'accumulent à proximité du satellite, ce qui a un effet paradoxal : la gravitation du satellite se traduit par une force de répulsion, le satellite crée un vide autour de son orbite et s'oppose à l'étalement de l'anneau. Plusieurs de ces « satellites bergers » ont été observés par la sonde *Voyager* dans les anneaux planétaires (voir fig. 1-4).

Les résonances peuvent lier entre eux plus de deux corps. Des résonances peuvent aussi lier entre eux plusieurs paramètres d'orbites, par exemple le moyen mouvement du satellite et la vitesse de rotation de la planète ; un exemple spectaculaire en est la *rotation synchrone* des satellites et en particulier de la Lune (résonance spin : orbite 1 : 1) : La période de révolution de la Lune autour de la Terre est égale à sa période de rotation sur elle-même, ce qui implique qu'elle présente toujours la même face à la Terre. Les frottements suscités dans le satellite par les forces de marée (voir section 1.1.5) ont ralenti celui-ci jusqu'à la rotation synchrone où les frottements disparaissent. Tous les satellites réguliers du système solaire sont en rotation synchrone avec leur planète. Quand l'orbite du satellite est excentrique, des frottements subsistent qui échauffent l'intérieur du satellite. Ce mécanisme est responsable dans Io, le plus intérieur des gros satellites de Jupiter, d'un volcanisme très actif.

1.1.5 La gravité dans un corps solide : forme et effet de marée

Les corps du système solaire ne sont pas des points matériels mais des corps malléables sensibles à leur propre gravité. Si les forces de cohésion internes sont inférieures à la gravité, le corps a une *forme sphérique*. Les corps de rayon inférieur à une centaine de kilomètres ont une forme irrégulière qui garde la trace du processus qui a conduit à leur formation (astéroïdes, comètes, petits satellites).

La gravitation, à l'intérieur du corps, va entraîner les éléments les plus lourds au centre et ainsi séparer par exemple un noyau métallique et une croûte rocheuse (planètes telluriques) ou un noyau rocheux et une croûte de glace

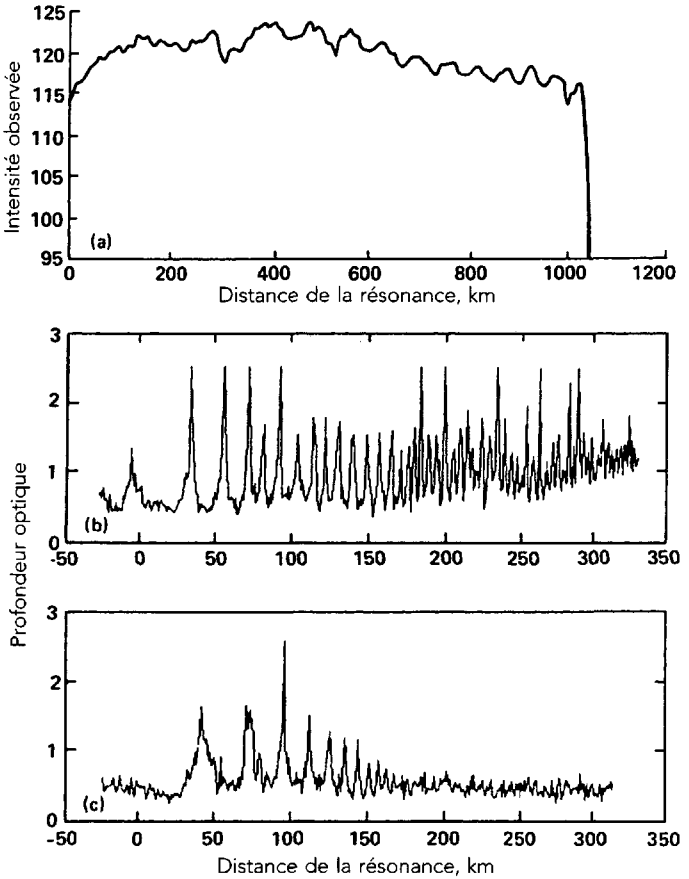


FIG. 1-3 – Différents trains d'ondes de densité dans les anneaux de Saturne. (a) Profil de brillance d'un train d'onde liée à Japet dans la partie extérieure de la division de Cassini. (b) Profondeur optique dans le train d'onde de densité lié à la résonance 2:1 avec Janus. (c) Profondeur optique dans le train d'onde lié à la résonance 5:3 avec Mimas. Les différences entre les trains d'onde traduisent des différences de viscosité et/ou d'épaisseur dans l'anneau. (D'après J. N. Cuzzi *et al.*, in *Planetary Rings*, edts. R. Greenberg et A. Brahic, University of Arizona Press, 1984.)

(satellites galiléens). Ce processus de *différenciation* a lieu si la température est assez élevée, ce qui se passe au début de la formation du corps ou en présence d'éléments radioactifs.

Dans une planète en rotation, la force centrifuge s'oppose à la gravité et la planète prend la forme d'un *ellipsoïde aplati*. Cet aplatissement perturbe les satellites, dont l'orbite « précesse », c'est-à-dire qu'elle tourne par rapport au plan équatorial de la planète. *La précession des orbites* se fait sur des échelles

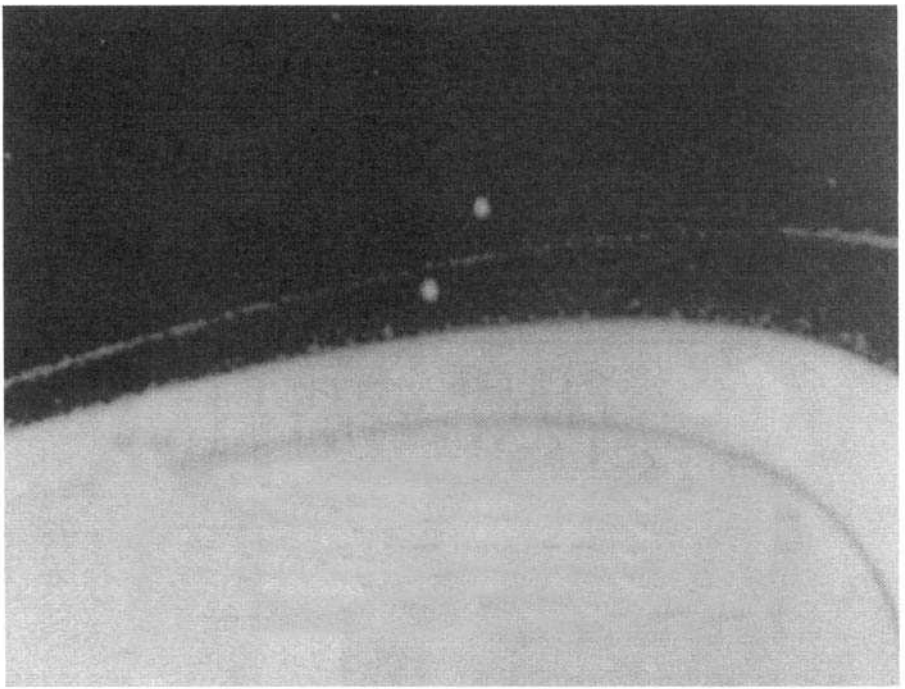


FIG. 1-4 – Image de *Voyager 2* montrant le bord extérieur de l'anneau A et l'anneau F de Saturne. L'anneau F est encadré de ses deux satellites bergers, Prométhée (à l'intérieur) et Pandore (à l'extérieur). Les deux satellites se croisent tous les 25 jours (NASA).

de temps typiques de 10^5 ans. La mesure de ce taux de précession permet de calculer précisément l'aplatissement de la planète et d'accéder ainsi à sa structure interne.

Une planète et un satellite vont interagir : la gravité fait orbiter les corps autour de leur centre de gravité (très proche du centre de la planète). Mais les corps n'étant pas ponctuels, l'attraction différentielle de l'un des corps sur l'autre se traduit par des *effets de marée*. L'effet de marée est réciproque, mais il est beaucoup plus actif sur le satellite que sur sa planète. Tous les points du satellite ne subissent pas l'attraction de la planète avec la même intensité. Le centre de gravité est le seul point où le mouvement de révolution autour de la planète équilibre l'attraction de la planète, et tout autre point du satellite subit une force dont l'intensité est la différence entre la gravitation en ce point et celle au centre de gravité. Le satellite est déformé par cette force (fig. 1-5).

Quand le satellite tourne sur lui-même, cette déformation se déplace pour suivre le mouvement de rotation avec un certain retard à cause du frottement à l'intérieur du satellite. Pour la plupart des gros satellites, la propagation de cette déformation a freiné la rotation du satellite jusqu'à une rotation synchrone : le

Tableau 1-4
Quelques résonances dans le système solaire

– Planètes :	
Mercure-(Soleil)	2*période orbitale = 3*période de révolution
Jupiter-Saturne	proches de la résonance 5 : 2
Neptune-Pluton	3 : 2
Neptune-nombreux objets de Kuiper	3 : 2
– Système de Jupiter	
Io-Europe-Ganymède	$n_I - 3 \times n_E + 2 \times n_G = 0$
(n_I, n_E et n_G sont les moyens mouvements)	
– Système de Saturne	
Mimas-Thétis	4 : 2
Encelade-Dioné	2 : 1
Titan-Hypérion	4 : 3
Dioné-petits satellites	1 : 1
Thétis-petits satellites	1 : 1
Janus-Épiméthée	1 : 1
Anneaux-satellites	très nombreuses résonances (fig. 1-4)
Mimas-Division de Cassini	2 : 1
– Système Pluton-Charon	
Double rotation synchrone	
– Jupiter-Astéroïdes	
divisions de Kirkwood	aux résonances 4 : 1, 3 : 1, 5 : 2, 2 : 1...
Accumulations	aux résonances 1 : 1 et 3 : 2

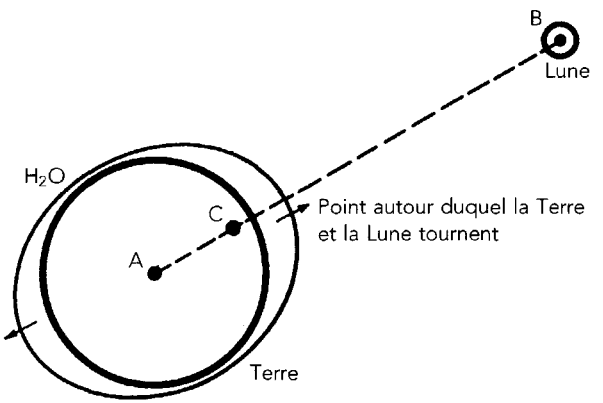


FIG. 1-5 – Le système Terre-Lune et les marées océaniques.

satellite présente toujours la même face à la planète. Cette stabilisation s'est faite sur des échelles de temps de quelques millions d'années.

Ce mécanisme est aussi sensible dans la planète : le couple formé entre le satellite et la déformation de la planète ralentit la rotation de la planète mais sur des échelles de temps beaucoup plus longues. Ce couple fait évoluer le rayon de l'orbite du satellite. Ainsi, en même temps que la rotation de la Terre ralentit, la Lune s'éloigne de la Terre à la vitesse de 3,74 cm/an. La position d'équilibre d'un système planète-satellite est la double rotation synchrone où les deux corps se font face en permanence. Seuls, Pluton et Charon ont atteint aujourd'hui cet état d'équilibre. Le système Terre-Lune devrait l'atteindre en 50 milliards d'années, c'est-à-dire bien au-delà de la durée de vie du système solaire, et les périodes de rotation et de révolution seraient de 47 jours.

Les marées océaniques sur Terre

À la surface de la Terre, l'effet de marée est de l'ordre de 10^7 fois plus faible que la gravité de la Terre, et l'effet de la Lune est deux fois plus important que celui du Soleil.

L'attraction de la Lune sur la Terre ne s'équilibre qu'au centre de la planète. L'eau du côté proche de la Lune est plus attirée (donc se rapproche de la Lune) et l'eau du côté éloignée est moins attirée (donc s'éloigne de la Lune) (fig. 1-5). Cette double déformation va parcourir la Terre en 24 heures. La présence de continents et d'océans rend l'effet de marée très complexe. Sur les continents, l'onde de marée provoque des modifications de niveau d'une vingtaine de centimètres. En l'absence de continents, la dénivellation de la surface des océans devrait être de l'ordre de 70 cm, et le rythme journalier devrait être partout semi-diurne. Dans les mers et les océans, la propagation de l'onde de marée se conjugue avec les volumes d'eau mis en jeu, la profondeur des fonds marins et la forme des côtes pour donner des dénivellations allant jusqu'à 17 mètres. Les marées peuvent être semi-diurnes (en Europe), semi-diurnes à inégalité diurne (deux cycles par jour, de niveaux très différents), diurnes (au Vietnam) ou mixtes (selon la date, diurnes ou semi-diurnes).

1.1.6 La limite de Roche

La limite de Roche est, dans l'environnement d'une planète, la zone à l'intérieur de laquelle les effets de marée vont déformer ou détruire un corps massif. On peut estimer simplement cette distance en considérant deux particules de masse m et de diamètre x, situées respectivement à R et $R + x$ d'une planète de masse M ($x \ll R$; figure 1-6). Si ces particules n'étaient sensibles qu'à l'attraction de la

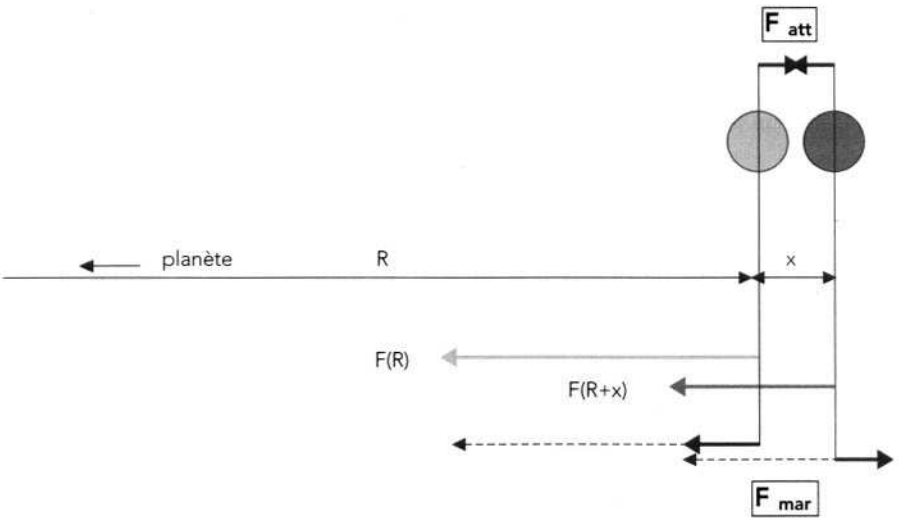


FIG. 1-6 – Calcul de la limite de Roche.

planète, elles s'éloigneraient l'une de l'autre car la gravité de la planète diffère d'une particule à l'autre. Mais elles s'attirent aussi l'une l'autre et cette attraction les force à avoir une orbite commune. Très près de la planète, le premier effet est prépondérant. En s'éloignant, il s'affaiblit et laisse le deuxième effet prendre l'avantage. La frontière entre ces deux zones est la limite de Roche. Deux particules situées à l'intérieur de cette limite se séparent, alors que les mêmes particules à l'extérieur restent liées.

On peut quantifier ce raisonnement en calculant la force qui les attire l'une vers l'autre :

$$F_{att} = Gm^2/x^2 \tag{1.7}$$

La force de marée qui les repousse est la différence entre les attractions gravitationnelles de la planète sur chacune des deux particules, soit

$$F_{mar} = GMm/(R+x)^2 - GMm/R^2 \tag{1.8}$$

où

$$GMm/(R+x)^2 - GMm/R^2 \sim -2GMmx/R^3 \tag{1.9}$$

Donc

$$F_{mar} = -2GMmx/R^3 \tag{1.10}$$

À la limite de Roche, $F_{att} + F_{mar} = 0$, soit

$$m^2/x^2 = 2Mmx/R^3 \tag{1.11}$$

donc

$$2M/R^3 = m/x^3 \tag{1.12}$$

en remplaçant M par $\rho_p \cdot 4Rp^3$ et m par $\rho\ 4(x/2)^3$,

où R_p est le rayon de la planète, ρ est la densité de la particule, et ρ_p, la densité de la planète.

$$R = 2^{4/3} \times R_p(\rho_p/\rho)^{1/3} \tag{1.13}$$

Un calcul précis donne

$$R = 2{,}456 \times R_p(\rho_p/\rho)^{1/3} \tag{1.14}$$

Les systèmes d'anneaux des quatre planètes géantes se trouvent à l'intérieur de la limite de Roche de leur planète. À l'extérieur de la limite de Roche, les collisions entre les particules d'un anneau se traduisent par la formation d'un satellite. Le calcul présent ci-avant est fait pour un fluide, alors qu'un satellite solide a une cohésion interne qui lui permet de résister partiellement à l'effet de marée, et c'est la raison pour laquelle de petits satellites peuvent exister dans la limite de Roche. L'anneau F de Saturne, très proche de la limite de Roche, est le siège de phénomènes complexes d'accumulation d'objets temporaires.

1.1.7 Les collisions

L'attraction gravitationnelle entre plusieurs corps entraîne des collisions, dont l'issue dépend de la nature des corps et de la vitesse des collisions. Une collision peut se traduire par un rebond avec plus ou moins de perte d'énergie et donc un chauffage des corps, mais elle peut aussi changer la nature des corps en les fractionnant ou en les faisant s'accréter.

Un ensemble de corps en collision autour d'une masse centrale (planète) s'aplatit très rapidement pour former un disque dont l'épaisseur dépend de l'élasticité des collisions. Le disque va ensuite s'étaler lentement. Hors de la limite de Roche, les collisions à faible vitesse engendrent la coalescence d'un satellite. À l'intérieur de la limite de Roche, le disque de petits corps en collision trouve une position d'équilibre déterminée par la distribution de taille des particules. Les interactions avec un corps extérieur (satellite) génèrent des phénomènes gravitationnels d'une grande diversité (ondes de densité, ondulations, divisions, anneaux incomplets, bords nets...).

Les collisions ont modelé le système solaire actuel, ainsi que le montrent les surfaces des corps sans atmosphère, comme Mercure, la Lune ou Callisto. La phase de bombardement intense qui est à l'origine des cratères a duré quelques millions d'années (voir chapitre 4). Aujourd'hui, le milieu interplanétaire contient principalement des poussières. Cependant, des collisions ont encore lieu entre des petits corps et des planètes, comme le montre la chute de la comète SL9 (Schoemaker-Levy 9) sur Jupiter en juillet 1994. La comète, attirée dans le champ gravitationnel de Jupiter, a été brisée en plusieurs morceaux par les forces de marée dans un premier passage à proximité de la planète, puis est tombée sur la planète. L'observation de ce phénomène a apporté de nombreuses informations sur la haute atmosphère de Jupiter (voir section 8.2.5). La Terre, de masse moindre, peut aussi être percutée par un petit corps. La météorite tombée sur Tunguska en 1908 devait mesurer une cinquantaine de mètres.

1.1.8 Le problème des N corps

La loi de la gravitation appliquée à deux corps isolés donne des équations intégrables. Les deux corps suivent des mouvements autour de leur centre de gravité, décrits par les équations de Kepler. Les trajectoires sont des coniques, cercle, ellipse, parabole, hyperbole.

L'étude de l'équation avec N égale 3 permet de comprendre le mouvement d'un astéroïde, sensible au Soleil et à Jupiter, ou d'un petit satellite, sensible à la planète et à un gros satellite. Le problème des trois corps restreint (on suppose que le petit corps ne perturbe pas les deux autres), a, par sa simplicité apparente, attiré de nombreux mathématiciens (Euler, Lagrange, Jacobi, Poincaré). Ce problème reste encore une énigme malgré de nombreuses découvertes. Les orbites possibles sont très variées. Il y a des zones d'exclusion, où l'orbite du troisième corps n'est pas stable, des zones de stabilité à proximité de chaque corps et loin des deux corps, et, entre les deux, des zones chaotiques, où l'évolution de l'orbite du corps est imprévisible. Il existe des points d'équilibre, appelés les *points de Lagrange*. Trois de ces positions, L1, L2, L3, sont alignées avec l'axe planète-satellite, les deux autres se trouvent aux sommets des triangles équilatéraux ayant pour base le segment planète-satellite. Les deux dernières solutions, L4 et L5 peuvent être stables : c'est le cas de la configuration présentée par les astéroïdes troyens qui se déplacent sur l'orbite de Jupiter en oscillant autour des deux points de Lagrange, à 60° en avant et en arrière de la planète.

Une autre famille de solutions au problème des trois corps est constituée des *orbites en fer à cheval* : le satellite d'une planète peut être accompagné par un petit satellite dont l'orbite est, alternativement, plus petite et plus grande que celle du satellite. Quand son demi-grand axe est plus petit que celui du satellite, il est un peu plus rapide (troisième loi de Kepler). Il rattrape le satellite, et la perturbation de celui-ci l'envoie sur une orbite légèrement extérieure où il est plus lent que le satellite. Le satellite le rattrape et la rencontre suivante le renvoie sur une orbite inférieure. Thétis, Janus et Dioné, satellites de Saturne, partagent ainsi leurs orbites avec des petits satellites.

L'étude du mouvement des planètes nécessite de prendre en compte les autres planètes, en particulier les quatre planètes géantes. Le problème est donc de calculer simultanément l'évolution des orbites de plus de trois corps dans le champ gravitationnel d'un corps massif (le Soleil). Seul l'avènement des gros calculateurs a permis de résoudre les équations sur des échelles de temps longues, d'étudier la stabilité des orbites et de découvrir le rôle important joué par le chaos dans le système solaire.

1.1.9 Évolution à long terme du système solaire

Pour étudier la stabilité des planètes, des astéroïdes, ou des satellites, il faut calculer leurs mouvements sur des milliers ou des millions d'années, et, sur ces

échelles de temps, les planètes se perturbent les unes les autres, les orbites fluctuent ou oscillent. Comme ces fluctuations sont faibles, les calculs d'évolution des orbites portent sur les variations des paramètres d'orbite par rapport à des orbites keplériennes. Ces variations sont exprimées comme des séries infinies où les termes, de plus en plus petits, sont calculés à partir de la loi de la gravitation et des paramètres des autres planètes. Nombre d'astronomes et mathématiciens ont étudié ce problème du mouvement des planètes. Le Verrier, après sa découverte de Neptune, a mené à bien une théorie complète du système solaire qui permet de calculer les éphémérides des planètes. Les grands axes des planètes ont des variations rapides, dites « à courte période », autour de valeurs moyennes qui restent quasi constantes alors que les excentricités et les inclinaisons subissent des variations plus importantes (variations séculaires). Par exemple, l'excentricité de l'orbite de Mars est une fonction du temps T exprimé en siècle depuis J2000 par :

$$e = 0{,}09340065 + 0{,}00090484 \times T - 80641 \times 10^{-10} \times T^2 \qquad (1.15)$$

Le calcul du mouvement de la Lune nécessite de prendre en compte l'influence du Soleil et des planètes mais aussi des modifications de l'orbite de la Terre dues aux autres planètes. La première théorie précise du mouvement de la Lune est due à Delaunay (publiée entre 1860 et 1867). Aujourd'hui, les ordinateurs permettent de résoudre vite et avec précision ces calculs.

La simplicité de la loi de la gravitation a laissé penser que les mouvements des corps célestes pouvaient être prédits avec une précision illimitée et qu'il suffisait de prendre de plus en plus de termes dans les séries pour calculer les orbites durant des périodes de plus en plus longues. Mais le mathématicien Henri Poincaré a montré que les séries utilisées en mécanique céleste pouvaient diverger à partir d'un certain ordre (les termes de la série cessent d'être de plus en plus petits). Plusieurs configurations de ce type, dites chaotiques, sont présentes dans le système solaire. Ainsi, les prévisions des mouvements des planètes ne peuvent guère aller au-delà de 100 millions d'années, ce qui est insuffisant pour étudier la stabilité des orbites sur l'âge du système solaire. De nouvelles techniques ont été développées pour étudier la stabilité des systèmes dynamiques. L'étude des zones chaotiques dans le problème des trois corps montre que l'orbite de certains astéroïdes n'est pas prévisible. L'axe de rotation de Hypérion a des mouvements chaotiques sur des échelles de temps d'une vingtaine de jours. L'orbite de Pluton a un comportement chaotique sur une échelle de temps de 20 millions d'années. Les astéroïdes présents dans la division de Kirkwood 3 : 1 (résonance de moyen mouvement avec Jupiter) ont une orbite qui peut brusquement devenir très excentrique et croiser l'orbite de la Terre. Une partie des météorites arrivant sur Terre pourraient venir de cette zone. Des études ont montré que l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre aurait eu des variations chaotiques sans la présence stabilisatrice de la Lune (figure 1-7).

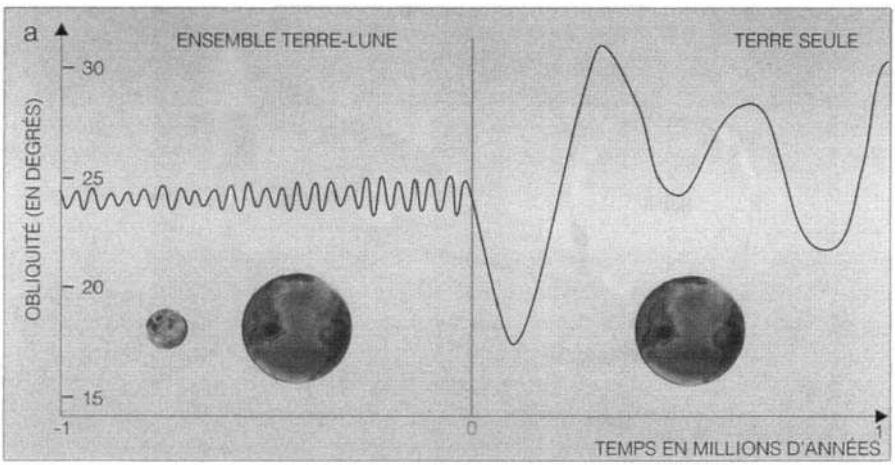


FIG. 1-7 – Calcul numérique de l'évolution de l'obliquité de la Terre. Dans cette simulation, la Lune est supprimée à l'instant $t = 0$. Après la suppression de la Lune, les variations sont très importantes. (D'après J. Laskar, *Pour la Science*, HS, août 1993, p. 14.).

1.1.10 Configurations particulières du système Soleil-Terre-Lune : les éclipses

Les mouvements relatifs de la Lune, de la Terre et du Soleil donnent lieu à des phénomènes familiers, l'alternance jour/nuit, les saisons, les phases de la Lune, mais aussi les marées océaniques (section 1.1.5) et les éclipses de Lune et de Soleil.

La date et le trajet des éclipses passées et futures peuvent être calculés très précisément (http://www.bdl.fr). Si le plan de l'orbite lunaire était confondu avec l'écliptique, il y aurait éclipse de Soleil ou de Lune chaque fois que la Lune est en conjonction (nouvelle Lune, la Lune est entre le Soleil et la Terre) ou en opposition (pleine Lune, la Terre est entre le Soleil et la Lune). Comme le plan de l'orbite lunaire est incliné de 5° environ sur l'écliptique, le phénomène ne se produit que si la Lune est aussi à l'un des nœuds de son orbite. On calcule que la périodicité avec laquelle un phénomène se reproduit dans une configuration identique est d'environ 18 ans et 10 jours : c'est ce qu'on appelle le saros.

Une éclipse de Lune se produit à l'opposition si le centre de la Lune est à moins de 9′ de l'un des noeuds de son orbite ; elle peut se produire s'il est à moins de 12°5′ du nœud. Selon la configuration géométrique, il y a éclipse par l'ombre ou par la pénombre (voir fig. 1-8) ; l'éclipse par l'ombre peut être totale ou partielle. Une éclipse de Lune peut durer jusqu'à 1 h 45 min.

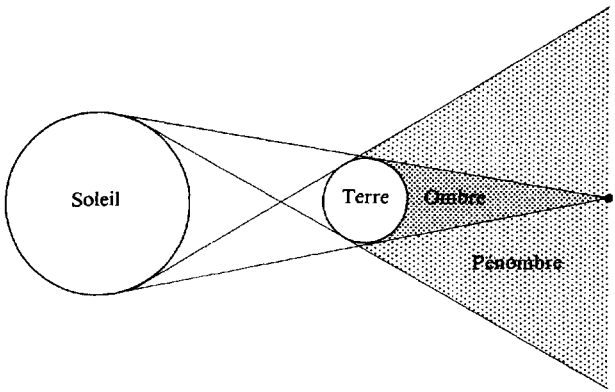


FIG. 1-8 – Éclipse de Lune.

Une éclipse de Soleil se produit à la conjonction si le centre de celui-ci est à moins de 13°5′ de l'un des nœuds de l'orbite lunaire ; elle peut se produire s'il est à moins de 18°5′ du nœud. Par un hasard remarquable, les diamètres angulaires du Soleil et de la Lune sont très voisins (environ 30 minutes d'arc), l'un pouvant être légèrement plus grand ou plus petit que l'autre selon les distances Terre-Soleil et Terre-Lune. Selon la configuration (voir fig. 1-9), on peut observer une éclipse totale (lorsque la Terre est plus proche du Soleil ou plus éloignée de la Lune), ou une éclipse annulaire (lorsque la Terre est plus éloignée du Soleil ou plus proche de la Lune) ; dans tous les cas, on peut observer une éclipse partielle. La durée de la totalité d'une éclipse de Soleil est de l'ordre de 7 minutes.

On peut calculer qu'il se produit chaque année entre quatre et sept éclipses partielles, au moins deux éclipses de Soleil et deux éclipses de Lune (y compris les éclipses par la pénombre).

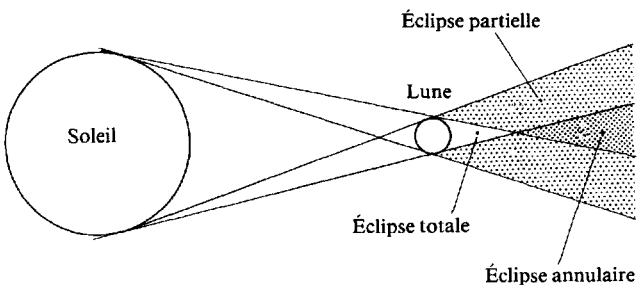


FIG. 1-9 – Éclipse de Soleil.

La gravité dans les atmosphères

Dans une planète, la présence d'une atmosphère gazeuse est le fruit d'un équilibre entre l'attraction de la planète et la température. Une planète peu massive, une température trop élevée, ou un gaz trop léger, se traduisent par l'échappement du gaz (hélium sur Terre) (section 1.2.2).

La dynamique des atmosphères est gouvernée en première approximation par trois lois : (1) la loi de Newton, (2) l'équation de continuité, qui établit que le flux de matière par unité de masse et par unité de temps est égal à la variation de densité, et (3) la première loi de la thermodynamique, qui lie la température et la pression. Ces équations permettent de mettre en évidence plusieurs types d'ondes dans les atmosphères planétaires. Les ondes sonores sont essentiellement longitudinales. D'autres ondes sont transverses à la direction de propagation, comme les ondes de gravité. Un exemple est celui des ondes générées au sommet d'une montagne. Un flux d'air, forcé de passer au-dessus d'une montagne, se met à osciller de haut en bas une fois passé le sommet. Cette onde, stationnaire par rapport à la montagne, va se propager verticalement, avec une amplitude croissante. Ces ondes, qui dominent probablement les mouvements dans la haute atmosphère, sont présentes dans l'atmosphère de plusieurs planètes et satellites (Terre, Mars, Jupiter, Titan). Elles ont été détectées dans les profils de température obtenus par occultations stellaires.

1.2 Physique du système solaire

La différence essentielle entre étoiles et planètes provient, à l'origine, de leur masse. Un objet en contraction ne peut se transformer en étoile que si la température de son centre s'est suffisamment élevée pour que les premières réactions thermonucléaires puissent se produire (cycle proton-proton, cycle proton-deutérium). Pour chauffer le centre de l'objet jusqu'aux quelques millions de degrés nécessaires, il faut que l'objet ait une masse m d'au moins un vingtième de masse solaire, soit $m = 10^{32}$g ; or, la planète la plus massive du système solaire, Jupiter, n'a que le millième de la masse solaire. En l'absence de réactions thermonucléaires, les objets du système solaire n'ont qu'une faible quantité d'énergie interne, qui peut d'ailleurs avoir plusieurs origines (radioactivité dans le cas des planètes intérieures, contraction ou différenciation interne dans le cas des planètes géantes). Par conséquent, la température de surface de ces objets est surtout fonction du flux solaire reçu ; voilà pourquoi cette température décroît à mesure que l'on s'éloigne du Soleil, depuis environ 500 K à la surface de Mercure, jusqu'à environ 40 K à la surface de Pluton. De ce fait, la physique du système solaire présente des analogies avec celle des autres objets froids de l'Univers, c'est-à-dire le milieu interstellaire et les nuages moléculaires.

1.2.1 Rayonnement thermique et rayonnement solaire réfléchi

En fonction de leur température, les objets du système solaire émettent un rayonnement thermique dont la variation avec la longueur d'onde est donnée par la loi de Planck (rayonnement du corps noir à la température T) :

$$B(\nu) = 2h\nu^3/c^2\ [e^{h\nu/kt} - 1]^{-1} \tag{1.16}$$

$$B(\lambda) = 2hc^2/\lambda^5\ [e^{hc/\lambda t} - 1]^{-1} \tag{1.17}$$

On a de plus la relation

$$\int_0^\infty B(\nu)\ d\nu = \int_0^\infty B(\lambda)\ dt = \sigma T^4 \tag{1.18}$$

σ étant la constante de Stefan.

Les unités généralement utilisées en astrophysique correspondent au système CGS : $B(\nu)$ est le flux émis par Hz, en erg/s, et par unité d'angle solide (cm^2st). h est la constante de Planck, k la constante de Boltzmann, c la vitesse de la lumière (en cm s^{-1}), ν la fréquence (en Hz) et T la température en °K · $B(\lambda)$ est le flux émis en erg/s, par cm^2 et par unité de longueur d'onde ; λ est la longueur d'onde exprimée en cm. Deux autres unités sont couramment utilisées en astrophysique :

– le cm^{-1} (nombre d'onde), unité de fréquence. La fréquence exprimée en cm^{-1} est l'inverse de la longueur d'onde exprimée en cm ;

– le micromètre ou micron (μm), unité de longueur d'onde. Une longueur d'onde de 100 μm correspond à une fréquence de 100 cm^{-1} ; une longueur d'onde de 1 μm correspond à une fréquence de 10 000 cm^{-1}.

On peut montrer qu'il existe une relation simple entre la température du corps noir et la fréquence du maximum de l'émission de la fonction $B(\nu)$:

$$T/\nu_\circ = 0{,}5099 \text{ cm K.} \tag{1.19}$$

De même, si λ est la longueur d'onde pour laquelle $B(\lambda)$ est maximal, on a :

$$\lambda_m T = 2\,880 \text{ μm K} \tag{1.20}$$

Par conséquent, plus un objet est froid, plus son maximum de flux est émis à grande longueur d'onde ; pour les planètes, ce maximum varie d'environ 9 μm dans le cas de Mercure, à 110 μm dans le cas de Pluton (voir fig. 1-10). Cela explique, en particulier, pourquoi l'émission propre des planètes est négligeable dans le domaine visible 0,4-0,8 μm.

Si les objets du système solaire sont malgré tout visibles dans le domaine optique, c'est parce qu'ils réfléchissent la lumière solaire : c'est la seconde composante du rayonnement de ces objets (voir fig. 1-8). En effet, un photon solaire intercepté par un corps du système solaire peut être soit absorbé soit renvoyé vers l'extérieur. Dans le premier cas, il est converti en énergie thermique et contribue au rayonnement infrarouge que nous avons précédemment décrit. Dans le second cas, il peut être soit réfléchi directement soit diffusé (dans le cas d'une atmosphère planétaire par exemple) avant d'être renvoyé vers l'extérieur.

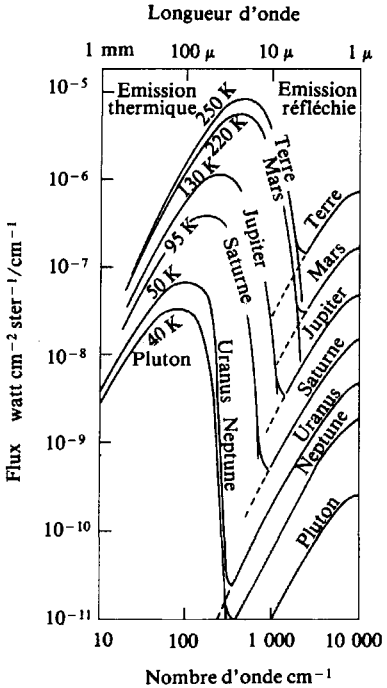


FIG. 1-10 – Le flux des planètes (composante réfléchie et composante thermique). (D'après Th. Encrenaz, *Space Science Review*, 38, 35, D. Reidel Publishing Company, 1984.)

Dans la suite du texte, on appellera composante réfléchie l'ensemble du rayonnement qui n'est pas absorbé.

La double composante spectrale, réfléchie et thermique, s'observe pour toutes les planètes, mais aussi pour les comètes ; on voit en particulier le maximum du rayonnement thermique se déplacer en longueur d'onde à mesure que la distance héliocentrique varie (voir fig. 1-11).

L'intensité de la composante réfléchie du rayonnement solaire dépend non pas de la température de l'objet mais d'une quantité appelée albédo. Selon la définition de Bond (1861), l'albédo est le rapport de l'intensité lumineuse réfléchie par une sphère dans toutes les directions à celle de la lumière parallèle qui l'éclaire. L'albédo est donc relié au coefficient de réflexion de la surface ou de la couche nuageuse qui renvoie le rayonnement solaire ; dans le cas d'une surface de glace (satellites de Saturne, par exemple), l'albédo peut être supérieur à 0,5 ; dans le cas des noyaux cométaires et de certains astéroïdes, recouverts de matériaux carbonés, l'albédo peut n'être que de quelques centièmes.

Dans le cas des planètes telluriques et des petits corps, les sources d'énergie interne (désintégration radioactive de l'uranium et du thorium) ne participent pas

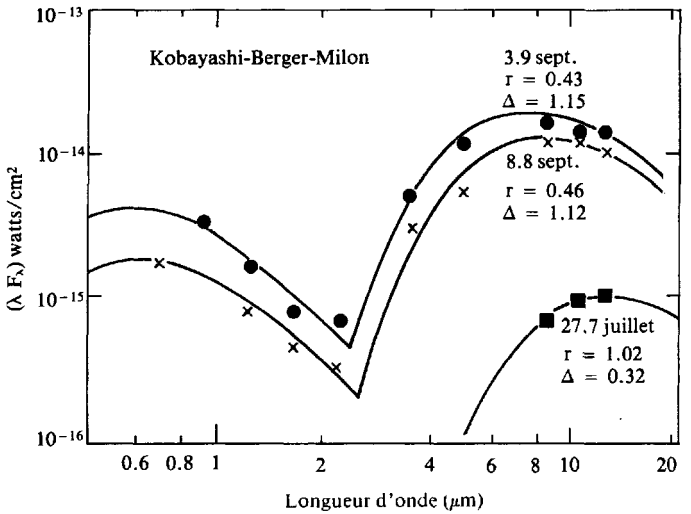


FIG. 1-11 – Le flux cométaire en fonction de la distance héliocentrique r (r = distance héliocentrique, Δ = distance géocentrique. D'après E. Ney, *Comets*, L. Wilkening Ed., Tucson, University of Arizona Press, 1982.)

de manière importante au bilan énergétique de surface. Par conséquent, l'énergie thermique émise par ces objets résulte de la conversion de la partie de l'énergie solaire qui n'a pas été réfléchie, mais qui a été au contraire absorbée par l'objet. Il y a donc une relation simple entre l'albédo (c'est-à-dire le pourcentage d'énergie solaire réfléchie) et la température de l'objet. On appelle température effective la température du corps noir qui émettrait la même énergie thermique intégrée que l'objet. En l'absence d'énergie interne, la température effective est définie par la relation suivante :

$$\frac{\theta_\odot}{D} \cdot \pi R^2 \cdot (1 - A) = \sigma T_e^4 \cdot 4\pi R^2 \qquad (1.21)$$

si l'objet est en rotation rapide (c'est le cas par exemple des planètes Jupiter et Saturne), et

$$\frac{\theta_\odot}{D} \cdot \pi R^2 \cdot (1 - A) = \sigma T_e^4 \cdot 2\pi R^2 \qquad (1.22)$$

si l'objet est en rotation lente (c'est le cas par exemple de la planète Vénus).

Dans ces équations $\theta_\odot$, est le flux solaire reçu par unité d'angle solide à une distance héliocentrique de 1 ua ; D est la distance héliocentrique de l'objet (en ua), R son rayon, A son albédo et T_e sa température effective. Le facteur 4 qui apparaît dans la première équation provient de ce que, dans le cas d'une rotation rapide, le flux solaire intercepté et absorbé par la section πR^2 est ensuite rayonné sur toute la surface de l'objet, c'est-à-dire 4 πR^2. Dans le cas d'une rotation lente, le flux solaire absorbé est réémis sur la moitié de la surface totale.

On voit d'après les équations (1.21) et (1.22) que T_e dépend de l'albédo et de la distance héliocentrique mais non de la taille de l'objet : dans le cas des plus petits astéroïdes comme dans celui des plus grosses planètes, on attend la même température effective T_e pour un albédo et une distance héliocentrique donnés (ceci n'est plus valable toutefois pour les grains de poussière, car ceux-ci ont une dimension comparable à la longueur d'onde, et on doit faire un calcul tenant compte de la théorie de Mie).

Dans les unités CGS, la température effective s'exprime comme suit :

$$T_e = (1 - A)^{1/4} \frac{273}{D^{1/2}} \tag{1.23}$$

pour un objet en rotation rapide ;

$$T_e = (1 - A)^{1/4} \frac{324}{D^{1/2}} \tag{1.24}$$

pour un objet en rotation lente.

Cependant, dans le cas des planètes les plus massives, il faut prendre en compte dans le bilan énergétique la contribution d'autres sources internes qui peuvent, dans certains cas, égaler la composante provenant de l'énergie solaire absorbée.

1.2.2 Les planètes

Planètes intérieures et planètes géantes

Du point de vue physique, on distingue deux grandes familles de planètes :
– Les planètes telluriques (Mercure, Vénus, la Terre et Mars), les plus proches du Soleil. sont de petite dimension, inférieure ou égale à celle de la Terre ; leur densité moyenne, en revanche, est relativement élevée (de 3 a 6 g/cm^3). Elles n'ont pas de satellites, ou très peu, et elles n'ont pas d'anneaux. Les planètes telluriques possèdent toutes une surface solide qui, à l'exception de Mercure, supporte une atmosphère stable, très dense, comme dans le cas de Vénus, ou très ténue, comme dans celui de Mars. Celle-ci est composée majoritairement de CO_2 et de N_2. Dans le cas de la Terre, le CO_2 est piégé sous forme de carbonates de calcium sous les océans, et la présence de O_2 en quantités abondantes est due à l'apparition de la vie. Mercure, la planète la plus proche du Soleil, est trop petite et trop chaude pour conserver une atmosphère stable.
– Les planètes géantes (Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune), plus éloignées du Soleil, sont toutes les quatre nettement plus grandes que les planètes telluriques. Leur densité moyenne est faible : elles sont composées essentiellement d'hydrogène et d'hélium, les autres éléments (C, N, O...) étant présents sous forme réduite (CH_4, NH_3, H_2O...) ; leur atmosphère atteint vers l'intérieur des pressions considérables, de l'ordre du million d'atmosphères. Elles possèdent vraisemblablement un noyau central plus dense. En outre, elles possèdent toutes un système d'anneaux et un grand nombre de satellites, plus d'une quinzaine dans le cas de Jupiter et Saturne.

Jupiter et Saturne, très brillantes, sont observées depuis l'Antiquité ; Uranus et Neptune, plus éloignées, n'ont été détectées qu'au cours des derniers siècles : en 1781, par Herschel, en ce qui concerne Uranus ; en 1846, par Le Verrier, pour Neptune.

Enfin la planète Pluton, découverte au-delà de Neptune par C. Tombaugh en 1930, représente un cas particulier, différent des autres planètes : elle est à la fois très petite et très peu dense, et s'apparente plus aux satellites glacés des planètes géantes, et plus particulièrement Triton. Nous savons aujourd'hui que Pluton est le plus gros représentant d'une nouvelle classe d'objets, découverts depuis le début des années 1990 au-delà de l'orbite de Neptune ; il s'agit des objets transneptuniens, ou objets de la ceinture de Kuiper.

On peut expliquer les grandes lignes de la classification entre planètes telluriques et géantes à partir d'un scénario très général de formation des planètes. Il est généralement admis actuellement que les planètes se sont formées par accrétion à partir de grains de plus en plus gros. À grande distance du Soleil (plusieurs ua), la température au début de l'histoire du système solaire était suffisamment basse pour que les glaces formées à partir des éléments relativement légers (C, N, O...) ne se subliment pas ; des noyaux de grande dimension ont donc pu se former, capables ensuite d'accréter par gravité le gaz de la nébuleuse protosolaire environnante, composée majoritairement d'hydrogène et d'hélium. Ainsi ont pu se former les planètes géantes, très volumineuses et de faible densité. Au contraire, à des distances plus faibles du centre de la nébuleuse (de l'ordre de l'ua), la température s'est trouvée plus élevée ; les seuls éléments pouvant exister sous forme solide étaient donc les phases condensées réfractaires (silicates et métaux) ; or, ces éléments, selon les abondances cosmiques, sont beaucoup moins abondants que les éléments légers tels que C, N ou O. Les noyaux ainsi formés n'ont pas acquis la gravité suffisante pour accréter le gaz environnant ; il en est résulté des planètes plus petites et plus denses. Leur atmosphère, partiellement dégazée du globe ou provenant pour partie des impacts météoritiques, ne représente qu'une faible fraction de leur masse totale. On comprend ainsi qualitativement la répartition des planètes en deux grandes classes, telluriques et géantes.

Atmosphères primitives et atmosphères secondaires

Pour comprendre l'origine de la composition chimique des atmosphères planétaires, il faut faire intervenir la notion de vitesse d'échappement (ou de libération). Pour un corps quelconque de masse m, soumis au champ de gravitation d'une planète de masse M à une distance R du centre, la vitesse d'échappement v_{ech} est donnée par l'équation

$$\frac{1}{2}mv_{ech}^2 = \frac{mMG}{R} \qquad (1.25)$$

G étant la constante de gravitation universelle.

Il en résulte :

$$v_{ech} = \left(\frac{2GM}{R}\right)^{1/2} \tag{1.26}$$

Considérons une atmosphère planétaire à la température T, soumise au champ de gravité de la planète : en accord avec la distribution de Maxwell des vitesses, la vitesse la plus probable v_{th} pour une molécule de masse m est :

$$v_{th} = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} \tag{1.27}$$

La probabilité d'échappement d'une molécule hors d'une atmosphère donnée dépend donc de la comparaison de v_{ech} et v_{th}. La vitesse de libération, qui ne dépend pas de la masse de la particule, est d'autant plus grande que la planète est massive ; la vitesse thermique est d'autant plus grande que T est élevée et que m est faible. On voit que les molécules s'échappent d'autant plus facilement que la planète est petite et que sa température est élevée. Cela explique que les planètes géantes aient pu conserver tous leurs éléments, même les plus légers : par le mécanisme d'accrétion décrit ci-avant, leur atmosphère dont la composition élémentaire reflète celle de la nébuleuse gazeuse primitive est au moins en partie « primitive ». C'est une atmosphère composée d'environ 90 % d'hydrogène, d'environ 10 % d'hélium, les autres éléments existant sous forme réduite (CH_4, NH_3, etc.). En revanche, les planètes intérieures n'ont pas pu conserver les éléments les plus légers tels que l'hydrogène et l'hélium. Leur atmosphère, à base de C, N et 0, est une atmosphère dite « secondaire », constituée vraisemblablement par dégazage, par impact météoritique, ou par évolution chimique ou biologique. Les processus spécifiques de chaque planète expliquent les différences existant entre la composition chimique des différentes planètes intérieures. La liste des différents paramètres physiques et atmosphériques des planètes est donnée dans le tableau 1-3, présenté plus haut.

Pour mieux comprendre la composition atmosphérique des planètes telluriques et géantes, il nous faut considérer la composition chimique de la nébuleuse protosolaire au moment de la formation des planètes. En dehors des deux éléments les plus légers – l'hydrogène et l'hélium –, sous quelle forme se trouvaient les autres éléments tels que le carbone, l'azote ou l'oxygène ? Sous l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique, l'abondance des molécules contenant C et N est régie par les équations suivantes :

$$CH_4 + H_2O \leftrightarrow CO + 3H_2 \tag{1.28}$$

$$2\,NH_3 \leftrightarrow N_2 + 3H_2 \tag{1.29}$$

qui évoluent vers la formation de CH_4 et NH_3 à basse température et à forte pression, et vers la formation de CO et N_2 à haute température (quelques centaines de K) et à basse pression. Quand CO et N_2 dominent, CO réagit avec H_2O pour former CO_2 :

$$CO + H_2O \leftrightarrow CO_2 + H_2 \tag{1.30}$$

À partir de ces considérations simples, nous pouvons attendre, en première approximation, une atmosphère riche en CH_4 et NH_3 à basse température (c'est le cas des planètes géantes) et à plus haute température (dans le cas des planètes telluriques) une atmosphère dominée par CO_2, CO et N_2, dont l'hydrogène, trop léger, se sera échappé. Ce modèle rend donc compte, au premier ordre, de la composition atmosphérique des deux classes de planètes, telluriques et géantes. En revanche, il ne permet pas d'expliquer la composition atmosphérique, riche en N_2 et en CH_4, des satellites Titan et Triton, ainsi que de Pluton. Il a été suggéré par Lewis et Prinn que la nébuleuse protosolaire pourrait avoir d'abord été chauffée suffisamment pour entraîner la formation de CO et de N_2 ; ces gaz pourraient ensuite avoir été piégés lors du refroidissement de la nébuleuse, si celui-ci a été suffisamment rapide. Dans le cas des planètes géantes, la pression aurait été suffisante pour que l'équilibre thermodynamique pût s'installer. Ce n'est pas le cas dans le milieu interstellaire, trop dilué, ni dans les confins du système solaire (au-delà de l'orbite de Neptune) où se sont formées les comètes, dans lesquelles CO est plus abondant que CH_4.

Structure thermique d'une atmosphère planétaire

Définissons tout d'abord la nomenclature générale. La partie inférieure de l'atmosphère, dans laquelle tous les constituants non condensables sont uniformément mélangés, s'appelle l'homosphère. Au-dessus de cette région, et séparée de celle-ci par la mésopause, s'étend l'hétérosphère dans laquelle les gaz diffusent indépendamment dans le champ de gravité. L'homosphère, elle-même, se divise en plusieurs tranches selon le mode de transfert d'énergie qui y règne ; dans la basse atmosphère, on trouve d'abord la troposphère, caractérisée par un transfert convectif, puis, au-dessus de la tropopause, la stratosphère caractérisée par un transfert radiatif de l'énergie. La figure 5-15 donne l'exemple de la succession des couches atmosphériques dans le cas de la Terre.

Les paramètres atmosphériques (température, pression, densité) sont reliés par les équations suivantes :

– La loi de l'équilibre hydrostatique :

$$dP = -\rho g dz \tag{1.31}$$

P étant la pression et G la gravité. L'atmosphère ayant une épaisseur très petite devant le rayon planétaire, le facteur g ne dépend pas de z.

– La loi des gaz parfaits :

$$P = R\rho T/\mu \tag{1.32}$$

R étant la constante universelle des gaz et μ la masse moléculaire moyenne. De ces deux dernières équations il découle que pour une atmosphère isotherme :

$$P(z) = P(z_\circ)e^{-(z-z_\circ)/H} \tag{1.33}$$

H est l'échelle de hauteur, définie par :

$$H = RT/\mu g \tag{1.34}$$

z_o peut être soit le niveau de la surface, soit, dans le cas des planètes géantes, un niveau de référence donné.

La valeur de H, à la surface des planètes telluriques, est d'environ 8 km pour la Terre, 14 km pour Vénus et 10 km pour Mars ; elle atteint respectivement 20 km et 40 km dans les atmosphères de Jupiter et de Saturne, au niveau de pression de 0,5 bar.

Magnétosphères planétaires

Les planètes n'évoluent pas dans le vide mais dans le vent solaire, un flux faiblement magnétisé de particules chargées issu de la couronne solaire, se propageant radialement à partir du Soleil (voir section 1.2.8). Dans le cas des planètes possédant un champ magnétique, le vent solaire est dévié en amont de l'obstacle qu'il contourne à distance. La région où le champ magnétique planétaire domine la dynamique des particules chargées est appelée « magnétosphère ».

La physique des magnétosphères planétaires est décrite en détail dans la section 1.2.8 ainsi que dans le chapitre 5.

1.2.3 Les satellites

En dehors des trois exceptions que constituent la Lune et les deux satellites de Mars, Phobos et Deimos, tous les satellites appartiennent aux planètes géantes, ou, dans le cas de Charon, à Pluton.

Bien que la Lune soit peut-être l'objet astronomique qui ait été le plus étudié depuis l'Antiquité, son origine est loin d'être totalement comprise. Ses dimensions, comparativement à celles de la Terre, sont remarquablement élevées (voir tableau 1-2). Plusieurs hypothèses ont été évoquées quant à son origine : détachement d'un morceau de la Terre, capture par la Terre ou formation dès l'origine d'un système double. Selon le modèle adopté de nos jours, le système Terre-Lune résulte de la collision de la Terre avec un autre corps de la taille de Mars, dans les premières centaines de millions d'années après la naissance de la Terre. La collision aurait amené en orbite terrestre un ensemble de débris provenant des deux corps, qui se seraient réaccrétés pour former la Lune.

En raison de sa masse peu élevée, la Lune ne peut conserver d'atmosphère dense ; sa surface, où alternent taches sombres et claires – appelées improprement mers et continents –, est criblée de cratères d'origine météoritique.

Phobos et Deimos, qui gravitent autour de Mars, sont deux blocs rocheux de petite taille et de forme irrégulière ; leurs dimensions respectives sont de l'ordre de 25 km et de 15 km. Leur surface, très ancienne et recouverte de traces d'impacts, témoigne du taux très élevé d'impacts météoritiques au cours de l'histoire du système solaire.

Les satellites des planètes géantes peuvent se classer en différents groupes. Jupiter possède quatre gros satellites découverts par Galilée au début du XVII^e siècle : Io, Europe, Ganymède et Callisto, appelés satellites galiléens. La surface et l'intérieur de Io sont l'objet de mouvements violents dus à un effet de marée provoqué par la proximité de Jupiter et les perturbations du satellite voisin Europe : ce phénomène est à l'origine du volcanisme découvert sur Io ; ce volcanisme est suffisamment actif pour que le satellite soit entouré d'une atmosphère infiniment ténue mais stable. Les trois autres satellites galiléens, contrairement aux satellites de la Terre et de Mars, sont formés d'un mélange de glace et de roches ; aucun d'entre eux ne possède d'atmosphère stable, mais des échappements gazeux transitoires y ont été observés. Le satellite Europe pourrait abriter, sous la couche de glace d'eau qui recouvre sa surface, un océan d'eau liquide. Les autres satellites de Jupiter ne dépassent guère en diamètre la centaine de kilomètres. Saturne possède, outre quelques satellites plus petits, une douzaine de satellites de diamètre compris entre 300 et 1 500 km, dénués d'atmosphère, dont la surface est marquée d'impacts météoritiques ; ils sont essentiellement constitués de glace. Plusieurs petits satellites ont été découverts à proximité des anneaux. Enfin, un satellite de Saturne se distingue spectaculairement des autres ; Titan, le plus gros satellite du système solaire après Ganymède ; il est entouré d'une atmosphère épaisse, composée majoritairement d'azote moléculaire, dans laquelle on a découvert des molécules organiques complexes. La nature de sa surface est aujourd'hui inconnue ; elle pourrait être partiellement sous forme liquide. Parmi les satellites d'Uranus, Miranda se distingue par l'aspect tourmenté de sa surface qui porte la marque d'une intense activité tectonique ; celle-ci est à ce jour mal comprise. Triton, le plus gros satellite de Neptune, se caractérise quant à lui par une atmosphère stable, bien que très ténue, d'azote moléculaire, et par les signes d'un volcanisme peut-être encore actif aujourd'hui.

1.2.4 Les anneaux

Remarquons d'abord que la distinction entre anneaux et satellites est surtout historique. Nous savons maintenant que les anneaux de Saturne sont constitués de particules de tailles diverses, les plus grosses pouvant atteindre plusieurs kilomètres. Ces dimensions ne sont pas éloignées de celles de Deimos, le plus petit des satellites de Mars. Il est possible qu'il n'y ait pas de réelle différence physique entre ces deux classes d'objets.

C'est Galilée qui, au début du XVII^e siècle, remarqua le premier l'aspect variable du flux émis dans l'environnement de Saturne. Un peu plus tard, Huygens apporta la solution de cette énigme : il s'agissait d'un disque situé dans le plan équatorial de la planète, et le flux qu'il renvoyait dans la direction de la Terre dépendait de la position de cette dernière par rapport au plan des anneaux. À la fin du XVII^e siècle, Cassini découvrit la division qui depuis porte son nom, suggérant pour la première fois que les anneaux n'étaient pas homogènes mais formés d'une multitude de

petits satellites. Cette idée fut reprise, sur la base de calculs de mécanique céleste, par Laplace à la fin du XVIII^e siècle, puis par Maxwell et Kepler.

Grâce à l'exploration spatiale entreprise au moyen de la sonde *Voyager 1*, on sait maintenant que les anneaux sont constitués d'une multitude de petits corps, composés vraisemblablement de glace et de grains réfractaires, qui gravitent indépendamment sur des orbites concentriques. Ces orbites sont évolutives, et l'évolution de l'ensemble du système est fortement liée à la présence de petits satellites à proximité ou à l'intérieur des anneaux, dont la durée de vie est elle-même limitée.

Après la découverte du système d'Uranus, en 1977, puis de celui de Jupiter, en 1979, et enfin la confirmation du système de Neptune en 1989, l'existence d'anneaux a cessé d'être une exception dans le système solaire. On est toutefois frappé par la dissemblance existant entre les quatre systèmes actuellement connus : le système d'Uranus est composé d'anneaux extrêmement étroits, dont l'albédo est au plus de quelques centièmes ; il est probable qu'ils sont partiellement constitués de glace H_2O, comme c'est le cas pour le système de Saturne, mais recouverts d'une couche de matériaux carbonés. Les anneaux découverts autour de Jupiter sont eux aussi ténus et sombres, et situés très près de la planète. Quant aux anneaux de Neptune, ils présentent une épaisseur variable le long de leur orbite, ce qui les a fait prendre pour des « arcs » lors des premières observations réalisées depuis la Terre. Ces découvertes successives incitent à penser que la formation d'un système annulaire pourrait constituer, sous certaines conditions, une étape possible dans le processus d'accrétion planétaire.

1.2.5 Les astéroïdes

À la date d'aujourd'hui, on a découvert plus de 100 000 astéroïdes orbitant autour du Soleil, mais on estime à plusieurs centaines de milliers le nombre d'astéroïdes de diamètre supérieur à 1 km. On a déterminé l'orbite précise de plus de 20 000 astéroïdes et seulement cinq parmi eux ont été explorés de près au cours de missions spatiales (*Galileo* et *NEAR*) : Gaspra, Ida, Dactyl, Mathilde et Éros. Plusieurs satellites d'astéroïdes ont été détectés par de nouvelles méthodes d'observation.

La découverte des premiers astéroïdes date du début du XIX^e siècle : Cérès, Pallas, Junon, Vesta. Les découvertes se sont ensuite succédé au rythme des progrès des techniques d'observation. Le tableau 1-5 résume les caractéristiques des plus gros astéroïdes.

Tous les petits corps en orbite autour du Soleil qui ne montrent pas d'activité rentrent dans la définition des petites planètes (astéroïdes), quelles que soient leur composition ou leurs propriétés physiques. Les dimensions des astéroïdes s'échelonnent de 900 km de diamètre (l'astéroïde Cérès) à quelques mètres pour les plus petits observés.

La plupart des astéroïdes gravitent à des distances comprises entre 2 et 3,5 ua : c'est la ceinture principale. Un certain nombre se situent sur les orbites de Mars et

Tableau 1-5
Caractéristiques de quelques astéroïdes parmi les plus lumineux

Numéro d'ordre de découverte	Nom	Année de découverte	Demi-grand axe (ua)	Période de révolution (années)	Excentricité de l'orbite	Inclinaison de l'orbite	Diamètre (en kilomètres)	Période de rotation (heures)
1	Cérès	1801	2,77	4,60	0,077	9,73	970	9,1
2	Pallas	1802	2,77	4,61	0,232	35,7	538	7,8
3	Junon	1804	2,67	4,36	0,255	14,2	234	7,2
4	Vesta	1807	2,36	3,63	0,090	6,4	516	5,3
5	Astrée	1845	2,58	4,13	0,189	4,8	120	16,8
6	Hébé	1847	2,42	3,77	0,203	14,9	185	7,3
7	Iris	1847	2,39	3,69	0,230	6,6	200	7,1
8	Flora	1847	2,20	3,27	0,156	5,6	136	12,8
9	Métis	1848	2,39	3,69	0,122	4,8	160	5,1
10	Hygiea	1849	3,14	5,60	0,118	5,3	444	27,6
15	Eunomia	1851	2,64	4,30	0,188	13,4	255	6,1
16	Psyché	1852	2,92	4,99	0,138	1,5	250	4,2

Jupiter : c'est en particulier le cas des objets troyens, aux points de Lagrange de Jupiter (voir 1-1-8). D'autres ont une orbite plus elliptique et peuvent s'approcher très près de la Terre : c'est le des astéroïdes de type NEAs, Near-Earth Asteroids (Athen, Apollo et Amor). D'autres passent très près du Soleil.

La composition de la surface des astéroïdes varie avec la distance héliocentrique et l'histoire thermique. Les astéroïdes les plus proches du Soleil sont essentiellement composés de silicates, ont un albédo très élevé et semblent avoir subi un réchauffement et une différenciation pendant leur évolution. Autour de 2,6 ua les astéroïdes semblent être similaires à ceux des météorites chondrites carbonées et indiquent une composition plus primitive. Après 3 ua la population est dominée par des objets montrant des spectres en général très rouges, qui semblent avoir subi une évolution thermique et géologique moins forte que les autres corps. Dès que l'on s'éloigne du Soleil, les astéroïdes deviennent plus sombres et plus rouges, et sont constitués de matériaux de plus en plus riches en volatils ressemblant aux comètes.

Les astéroïdes sont des objets formés lors de la condensation de la nébuleuse primitive, qui n'ont pas pu s'accréter en un objet unique, sans doute à cause de l'instabilité gravitationnelle créée par la présence de Jupiter. Le champ gravitationnel de la planète géante les a empêchés de s'accréter en un seul corps de dimension planétaire.

1.2.6 Les comètes

Comme les astéroïdes, les comètes sont des objets « primitifs » du système solaire. Mais alors que les astéroïdes, du fait de leur masse, ont pu être le siège de différents processus de différenciation, les noyaux cométaires, qui sont très petits et qui évoluent dans un milieu très froid, apparaissent comme des vestiges sans doute non transformés du système solaire primitif. En plus de l'absence de différenciation, en raison de la basse température de leur environnement, les comètes ont pu conserver intacts, non seulement les éléments lourds (silicates et métaux), mais aussi les éléments volatils : cela explique que les comètes soient plus riches en glace que les astéroïdes.

Les comètes sont connues depuis l'Antiquité. Leur apparition soudaine et imprévisible, leur mouvement souvent rapide dans le ciel, les ont fait considérer pendant des siècles comme des témoins de l'au-delà, le plus souvent porteurs de mauvais présages. L'apparition d'une comète est en effet spectaculaire. À de grandes distances héliocentriques, elle n'est constituée que d'un noyau inerte qui ne peut être observé à l'œil nu, constitué de poussières et de glace, dont le diamètre, sauf exception, n'excède pas quelques kilomètres ; mais à mesure que l'orbite cométaire rapproche l'objet du Soleil, le noyau chauffé par le rayonnement solaire commence à se sublimer, à dégazer et à éjecter de la poussière. C'est le rayonnement solaire, réfléchi et diffusé par cette poussière et ces gaz, qui produit le phénomène spectaculaire que nous connaissons ; le maximum d'intensité a lieu au moment du passage au périhélie ou peu après celui-ci. À mesure que la comète poursuit son mouvement sur son orbite, elle s'éloigne à nouveau du Soleil, le dégazage diminue puis cesse et la comète n'est plus observable (fig. 1-12). À chaque passage une comète « use » donc ses couches externes ; elle a par conséquent une durée de vie limitée. Pour des raisons historiques, on classe les comètes en deux grandes catégories :

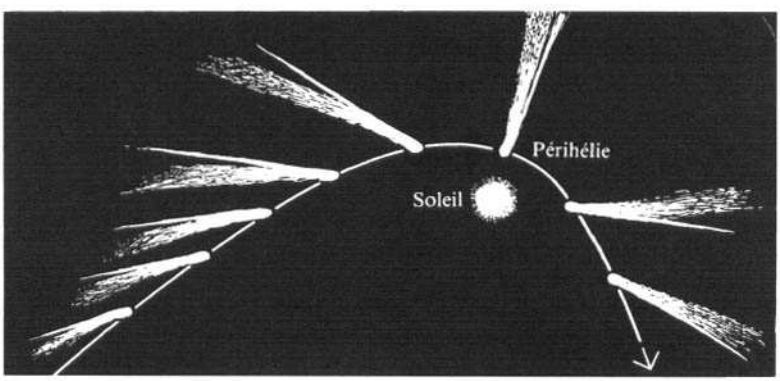


FIG. 1-12 – Dégazage d'une comète en fonction de sa distance héliocentrique.

– les comètes à courte période ont une orbite elliptique de période inférieure à 200 ans, et, dans certains cas, de quelques années seulement. L'exemple le plus connu de cette famille est la comète de Halley, dont la période est de 76 ans ;
– les comètes à longue période ont une période supérieure à 200 ans ; l'orbite peut être elliptique, parabolique ou hyperbolique, selon les perturbations qu'elles ont subies de la part des planètes ; leur apparition est imprévisible. Ce fut le cas de Hyakutake en 1996 et Hale-Bopp en 1997.

Quelque 900 comètes ont été observées à ce jour.

En tenant compte des perturbations dues aux planètes géantes subies par les comètes de longue période dont la trajectoire est bien connue, Oort puis Marsden ont montré que la trajectoire primitive, avant perturbation, était une ellipse dont le demi-grand axe est compris entre 40 000 et 100 000 ua (soit environ le tiers de la distance au Soleil de l'étoile la plus proche). Les comètes étudiées semblent donc provenir de ce vaste réservoir, dit « nuage de Oort » qui pourrait contenir quelque 10^{12} comètes.

Ce résultat fondamental implique que toutes les comètes observés à ce jour sont originaires du système solaire, et non du milieu interstellaire local. On ne pourra jamais observer qu'une partie infime des comètes contenues dans le nuage de Oort : celles qui, par le jeu des perturbations dues aux étoiles voisines, se trouvent projetées en direction du Soleil. Ces objets, les comètes que nous connaissons, ont alors une durée de vie très brève à l'échelle de celle du système solaire.

Un problème majeur reste à élucider : les comètes n'ont pas pu se former directement dans le nuage de Oort, compte tenu de la faible densité de matière qui y règne. Un autre scénario s'est imposé depuis le début des années 1990, avec la découverte en nombre croissant des « objets transneptuniens », situés au-delà de l'orbite de Neptune. Les comètes, tout comme les objets transneptuniens, se seraient formées majoritairement entre 20 et 100 ua du Soleil, au niveau des orbites d'Uranus et Neptune et dans la ceinture de Kuiper. Certaines comètes auraient été éjectées dans le nuage de Oort par le jeu des perturbations planétaires ; d'autres auraient été directement captées par la proximité des planètes géantes ; c'est le cas notamment des comètes de la famille de Jupiter. Ce scénario permet notamment d'expliquer la faible inclinaison des comètes à courte période qui proviendraient directement de la ceinture de Kuiper.

Le tableau 11-1 résume les caractéristiques géométriques des comètes les plus connues.

1.2.7 Les objets transneptuniens

Les objets transneptuniens (TNO), aussi connus comme les objets de Kuiper, sont de petits corps glacés en orbite autour du Soleil au-delà de l'orbite de Pluton et Neptune. Depuis 1992 avec la découverte de 15 760 (1992 QB1), corps céleste de quelques centaines de kilomètres, plus éloigné du Soleil que toutes les planètes connues, notre image du système solaire – avec Pluton comme dernière planète à

40 ua et le nuage de Oort à une distance de plus de 40 000 ua – n'est plus valable. Plus de 400 de ces corps glacés ont été découverts dans les dernières années, même si on estime, sur la base des statistiques des découvertes, que plus de 100 000 objets ont un diamètre supérieur à 100 km (jusqu'à 50 ua). On découvre aussi de plus en plus d'objets en orbite à très grande excentricité (objets diffusés). On pense que ces objets constituent le réservoir possible des comètes à courte période.

Les propriétés physiques et chimiques de ces objets distants sont encore mal connues et leur détection, du fait de leur faible intensité, représente un défi pour les astronomes. L'analyse des premiers résultats montre que ces objets ont des couleurs qui vont du neutre au très rouge. Ces derniers sont les objets les plus rouges du système solaire. Le tableau 1-6 résume les caractéristiques orbitales des plus gros TNO.

Les TNO peuvent être considérés comme les restes fossiles du disque proto-planétaire qui est à l'origine de la formation du système solaire. On pense que ces objets, extrêmement éloignés du Soleil, contiennent, avec les comètes, le matériau le moins altéré thermiquement qui soit accessible à une enquête directe.

L'étude de ces objets, qui nous permettra d'obtenir un tableau plus précis de la frontière du système solaire, donne des contraintes importantes sur les modèles de formation des systèmes planétaires autour du Soleil ou d'autres étoiles.

1.2.8 Le milieu interplanétaire

Le système solaire ne se réduit pas à l'ensemble des corps relativement massifs que nous avons énumérés jusqu'à présent ; en effet, ces corps ne se déplacent pas dans le vide absolu. Le milieu dans lequel ils évoluent a une densité non nulle. Celle-ci est toutefois bien inférieure à celle des meilleurs vides de laboratoire, et en particulier trop faible pour perturber les mouvements des corps solides de façon sensible. La matière du milieu interplanétaire est formée de deux constituants :

– une composante solide, formée de poussières.

– un flux de particules ionisées, issu du Soleil : le vent solaire (et, dans une moindre proportion, le rayonnement cosmique solaire, auquel il faut adjoindre le rayonnement cosmique galactique).

En outre, le milieu interplanétaire baigne dans un champ de rayonnement, pour l'essentiel d'origine solaire.

Les poussières interplanétaires

L'existence des poussières interplanétaires est prouvée par celle des météores et météorites qui pénètrent en permanence dans l'atmosphère de la Terre : on parle de météorite lorsqu'un objet solide atteint la surface de la Terre, et de météore lorsqu'il y a désintégration dans l'atmosphère terrestre : ce dernier cas

Tableau 1-6
Caractéristiques orbitales des principaux TNO

Numéro d'ordre	Désignation provisoire	q (ua)	Q (ua)	H	Incl (°)	e	a (ua)	Période de rotation (h)	Diamètre (km)
15760	1992 QB1	40,907	47,277	7,2	2,2	0,072	44,092		≈220
15788	1993 SB	26,741	52,458	7,7	1,9	0,325	39,599		170
15789	1993 SC	32,304	46,984	6,9	5,2	0,185	39,644	15,4	328
15807	1994 GV9	40,973	46,558	7,4	0,6	0,064	43,780		200
15809	1994 JS	33,029	50,854	7,8	14,1	0,213	41,941		170
15810	1994 JR1	34,739	43,529	7,7	3,8	0,112	39,134		160
15820	1994 TB	26,947	52,452	7,1	12,1	0,321	39,700	6,5	230
15836	1995 DA2	33,680	39,493	8,1	6,5	0,079	36,586		140
15875	1996 TP66	26,372	53,109	6,8	5,7	0,336	39,740		260
15883	1997 CR29	37,082	57,539	7,2	19,1	0,216	47,310		220
16684	1994 JQ1	41,908	45,912	6,9	3,7	0,046	43,910		250
19255	1994 VK8	41,800	44,466	7,0	1,5	0,031	43,133	9	240
19299	1996 SZ4	29,359	50,329	8,2	4,7	0,263	39,844		140
19308	1996 TO66	38,372	48,356	4,5	27,4	0,115	43,364	6,3	740
19521 Chaos	1998 WH24	41,052	51,210	4,9	12,0	0,110	46,131		600
20000 Varuna	2000 WR106	40,925	45,662	3,7	17,1	0,055	43,293	6,3	1 060
20108	1995 QZ9	33,800	45,388	7,9	19,5	0,146	39,594		160
20161	1996 TR66	28,870	67,035	7,5	12,4	0,398	47,952		190
24835	1995 SM55	37,445	46,661	4,8	27,0	0,110	42,053		650
24952	1997 QJ4	30,428	48,639	7,5	16,6	0,230	39,534		190
24978	1998 HJ151	41,037	45,217	7,5	2,4	0,048	43,127		190
26308	1998 SM165	30,082	65,550	5,8	13,5	0,371	47,816	7,9	400
28978 Ixion	2001 KX76	29,639	48,947	3,2	19,7	0,246	39,293		1 200
	1993 FW	41,665	45,636	7,0	7,8	0,045	43,650		170
50000 Quaoar	2002 LM60	41,733	44,773	2,6	8,0	0,035	43,253		1 300

La liste des TNO connus est disponible sur le site Internet du Minor Planet Center (IAU, Smithsonian Astrophysical Observatory) et est mise à jour quotidiennement : http//cfa-www.harvard.edu/iau/lists/TNOs.html. H est la magnitude absolue.

correspond aux « étoiles filantes » que nous connaissons bien. Certains de ces bombardements ont lieu périodiquement : dans ce cas, les météores proviennent du nuage de poussières situé le long de l'orbite d'une comète, ou d'un reste de comète ; les poussières proviennent de l'usure ou de la désintégration de celle-ci.

C'est le cas des Léonides, associées à la comète Temple-Tuttle, des Taurides, associées à la comète Encke, des Orionides, associées à la comète de Halley, etc. On pense que les météores, correspondant à des grains de 200 μm à quelques centimètres de diamètre, sont d'origine cométaire.

Les corps qui atteignent la surface terrestre sans être totalement détruits sont les météorites, de masse initiale supérieure au kilogramme. Elles perdent une fraction de leur masse dans la traversée de l'atmosphère terrestre. Elles arrivent au sol avec une fréquence de l'ordre de 2 à 10 par jour. Une météorite peut être métallique, constituée d'un mélange métal-silicate ou silicatée. Les corps parents des météorites sont vraisemblablement des astéroïdes.

Une autre catégorie de particules peut pénétrer l'atmosphère terrestre sans qu'il n'y ait destruction : il s'agit des micrométéorites, dont le diamètre est inférieur à la dizaine de microns, et la masse inférieure à 10^{-7}g. Comme ces particules ne sont pas modifiées dans la traversée de l'atmosphère, elles ont les mêmes caractéristiques physiques que les poussières interplanétaires, qui sont sans doute pour la plupart d'origine cométaire. Les micrométéorites constituent l'essentiel de la matière extraterrestre pénétrant dans l'atmosphère terrestre.

En dehors de la matière extraterrestre reçue sur la Terre, l'existence de la poussière interplanétaire est également prouvée par l'observation du nuage zodiacal : il s'agit du rayonnement solaire réfléchi par les poussières présentes dans le système solaire. Il s'observe au niveau du l'écliptique, d'où son nom.

Dans la direction antisolaire, ce rayonnement prend le nom de Gegenschein. En 1983, les observations du rayonnement thermique des poussières interplanétaires par le satellite infrarouge *IRAS* ont montré que la poussière n'était pas confinée dans le plan de l'écliptique, mais que des nuages de poussières apparaissaient à certaines latitudes bien définies. Les observations du satellite *ISO* (1995-98) ont aussi permis d'étudier, par son rayonnement thermique, les propriétés physiques et la répartition spatiale de la poussière interplanétaire.

Le vent solaire

La découverte du vent solaire est relativement récente. C'est en effet dans les années 1950 que L. Biermann mit en évidence l'existence d'un courant continu de particules ionisées en provenance du Soleil, par l'action systématique de ce courant sur les queues ionisées des comètes. En 1958, E. Parker élabora une théorie pour décrire l'écoulement de ce plasma chaud, lié directement à la couronne solaire et à sa haute conductibilité thermique. La température de la couronne (de l'ordre du million de degrés) est telle qu'un état stationnaire stable requiert une expansion continue de la couronne, en un « vent » monocinétique. Au-delà de quelques rayons solaires, la vitesse du plasma devient supersonique ; elle est d'environ 400 km s^{-1} à 1 ua, et le flux d'environ 2×10^8 particules $cm^{-2}s^{-1}$,

ce qui correspond à une densité moyenne de 5 ions par cm^3. Dans les périodes de grande activité solaire, la densité peut croître d'un facteur 10. À mesure que l'on s'éloigne du Soleil, la densité ionique décroît comme le carré de la distance héliocentrique. La composition des ions est approximativement de 95 % de protons et de 5 % de noyaux d'hélium.

Le vent solaire est un plasma porté à haute température (de l'ordre de 400 000 K au niveau de l'orbite terrestre), donc très conducteur. Il entraîne avec lui un champ magnétique interplanétaire, issu du Soleil. À 1 ua, le champ transporté est d'environ 1 à 10 gamma (1 gamma = 1 nanotesla = 10^{-5} gauss). Ce champ peut croître d'un facteur 10 à l'occasion d'éruptions solaires importantes, qui sont à l'origine de l'émission du rayonnement cosmique solaire.

L'interaction du vent solaire avec les corps du système solaire donne lieu à des configurations différentes, selon que le corps est pourvu ou non d'une enveloppe gazeuse, et qu'il possède ou non un champ magnétique intrinsèque (quatre cas de figure – voir section 5.3).

Le vent solaire lui-même ne se « détend » pas dans le vide absolu, mais dans le milieu interstellaire local, dont les propriétés, mesurées par diverses méthodes, sont une température d'environ 7 000 K, une densité de l'ordre de 0,1 cm^{-3}, et une vitesse relativement au Soleil de 21 à 26 km/s. Il baigne dans un champ magnétique d'environ 0,3 nanotesla. Sa pression totale, dominée par celle de son champ magnétique, est d'environ 10^{-13} Pa (voir section 5.1).

Une pression (dynamique) analogue est atteinte par le vent solaire à une distance héliocentrique moyenne de 110 à 120 ua (variable au cours du cycle d'activité solaire), où devrait donc se trouver la frontière de la région dominée par le vent solaire. Cette région est nommée « héliosphère », et sa frontière, l'« héliopause », est probablement encadrée par deux chocs : le choc interne correspond à un retour du vent solaire à une vitesse subsonique, et le choc externe est l'analogue du choc stationnaire en amont des magnétosphères planétaires. Les indices observationnels de l'existence de l'un au moins de ces chocs consistent notamment en une population spécifique de rayons cosmiques (dite « anormale »), et un rayonnement radio de très basse fréquence (2-3 kHz) détecté par les sondes *Voyager* depuis 1982-1983. Les fluctuations de ce dernier semblent corrélées, avec un retard d'environ 400 jours, aux périodes d'activité solaire majeure accompagnées de grandes éjections de masse. Un délai de 400 jours à 500-600 km/s correspond à une frontière à 110-160 ua. Les fréquences émises, 2-3 kHz, suggèrent une densité de plasma locale de 0,05-0,1 cm^{-3}, compatible avec les mesures citées plus haut (alors que la densité du vent solaire à cette distance est inférieure à 0,001 cm^{-3}).

Les sondes *Pioneer* et *Voyager* atteignaient des distances héliocentriques de $\approx$ 80 ua à l'aube du XXI^{e} siècle. Les sondes *Voyager* possèdent une espérance de vie (active !) d'encore une vingtaine d'années, qui leur permettra de renvoyer des observations faites jusqu'à 150 ua du Soleil. Il leur reste donc une chance d'atteindre le choc terminal et peut-être l'héliopause avant la fin de leur activité, et d'y réaliser des mesures *in situ*.

L'interaction des planètes avec le vent solaire

Au voisinage des planètes possédant un champ magnétique intrinsèque (la Terre, les quatre planètes géantes, et plus marginalement Mercure), le flux du vent solaire est dévié par la force de Lorentz

$$F = q\, V \times B \tag{1.35}$$

(subie par une particule de charge q et de vitesse V dans un champ magnétique B), et contourne l'obstacle planétaire à distance. Une description complète de l'interaction des planètes avec le vent solaire est donnée dans le chapitre 5.

La région où le champ magnétique planétaire domine la dynamique des particules chargées est appelée « magnétosphère ». Le bouclier magnétique planétaire sculpte ainsi dans le vent solaire une cavité de forme quasi hémisphérique côté Soleil, et étirée en un sillage appelé « queue magnétosphérique » du côté opposé.

La frontière de cette cavité est la « magnétopause ». Elle n'est pas totalement imperméable, et une fraction de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement du plasma interplanétaire est transmise à la magnétosphère, notamment *via* une reconnexion partielle des champs magnétiques planétaire et interplanétaire. Les autres sources possibles de plasma magnétosphérique sont l'ionosphère (haute atmosphère ionisée) de la planète, et les satellites possédant une atmosphère ou une exosphère.

Comme le vent solaire se propage à une vitesse très supérieure aux vitesses de propagation des perturbations « mécaniques » du milieu[2], la magnétopause est précédée (côté Soleil) d'une onde de choc stationnaire. La région comprise entre ce choc et la magnétopause est la magnétogaine, où s'écoule le vent solaire « choqué », c'est-à-dire chauffé, ralenti et dévié, et où s'empile le champ magnétique interplanétaire convecté par le vent solaire (voir fig. 1-13).

Le rayon caractéristique de la magnétopause subsolaire (R_{MP}) peut être estimé par l'équilibre des pressions dominantes de part et d'autre de cette frontière : à l'intérieur, la pression du champ magnétique planétaire ($B^2/2\mu_o$), et à l'extérieur la pression dynamique du flux de plasma du vent solaire (NmV^2, où N est la concentration ionique, m la masse ionique moyenne – voisine de la masse du proton –, et V la vitesse d'ensemble du vent solaire). En faisant l'approximation d'un champ planétaire dipolaire, où

$$B(r) = B_e/r^3 \tag{1.36}$$

(à une distance r – en rayons planétaires R_P – dans le plan de l'équateur, B_e étant le champ magnétique surfacique équatorial), on obtient

$$R_{MP} \approx (B_e/2\mu_o\, NmV^2)^{1/6} \tag{1.37}$$

---

2. La vitesse du son $V_s = (\gamma P/\rho)^{1/2}$ avec γ le rapport des capacités calorifiques, P la pression, et ρ la densité du milieu, et en tenant compte du champ magnétique, la vitesse magnétosonore $V_{ms} = (V_s^2 + B^2/\rho\mu_o)^{1/2}$ avec μ_o la perméabilité magnétique du vide, et la vitesse d'Alfvén $V_A = B/(\rho\mu_0)^{1/2}$.

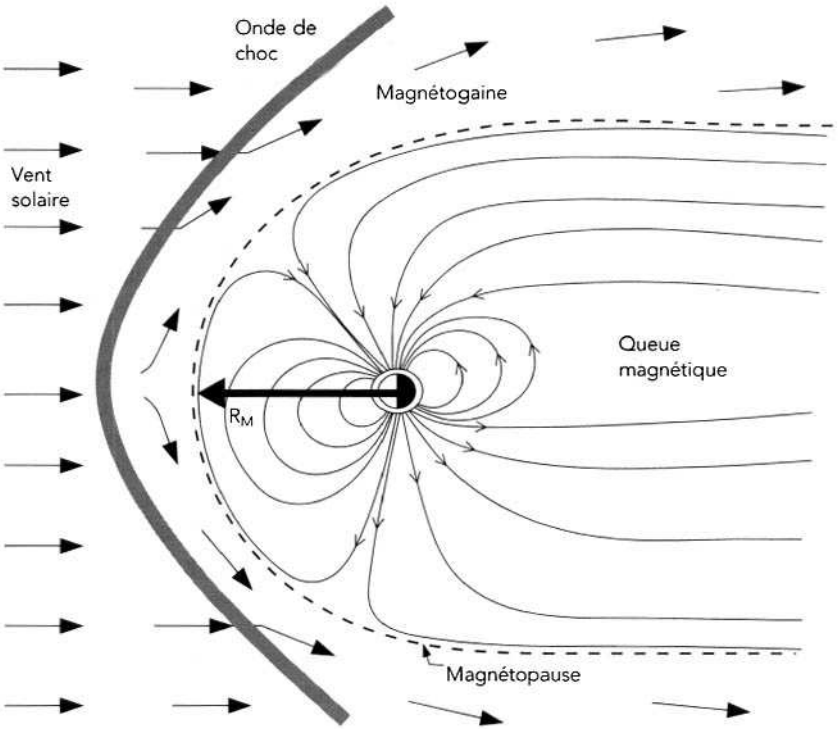


FIG. 1-13 – Vue schématique d'une magnétosphère planétaire. Le rayon de la magnétopause au point subsolaire est noté R_M.
(D'après F. Bagenal, in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, P. Murdin Éd., IOP Publishing, 2001.)

Une meilleure estimation doit tenir compte de la compression du champ planétaire, du plasma magnétosphérique et de l'angle d'incidence du vent solaire (voir chapitre 5).

La décroissance (en $1/d^2$) de la concentration du vent solaire avec la distance d au Soleil, et les différentes intensités des champs magnétiques planétaires, conduisent ainsi à des magnétosphères de tailles très diverses, de la magnétosphère « naine » de Mercure écrasée contre la planète à celle, géante, de Jupiter qui englobe en permanence tous ses satellites (voir tableau 1.7). L'épaisseur de la magnétogaine est d'environ 0,3 à 0,5 $\times$ R_{MP}. Du côté anti-solaire, la queue magnétosphérique peut s'étendre jusqu'à environ 100 R_{MP}.

Dans le cas des obstacles non magnétisés, mais possédant une atmosphère et donc une ionosphère (Mars, Vénus, ainsi que les comètes), la conductivité électrique élevée de l'ionosphère autorise l'existence de courants (J), résultant du champ électrique

$$E = -V \times B_{IP} \tag{1.38}$$

Tableau 1-7
Champs magnétiques et magnétosphères planétaires

	Moment dipolaire ($G \cdot km^3$)	Champ à l'équateur (G)	Inclinaison [B, Ω] et sens (°)	Rayon typique de la magnétopause (km)	(R_P)
Mercure	5×10^7	0,003	+ 14	3 700	1,5
Vénus	$< 3 \times 10^7$	< 0,0003	–	≈ 6 100	≈ 1
Terre	8×10^{10}	0,31	+ 11,7	64 000	10
Mars	$< 2 \times 10^6$	< 0,00005	–	≈ 3 400	≈ 1
Jupiter	$1,6 \times 10^{15}$	4,3	– 9,6	4 300 000	60
Saturne	$4,6 \times 10^{13}$	0,21	– 0	1 200 000	20
Uranus	$4,1 \times 10^{12}$	0,23	– 58,6	470 000	18
Neptune	$2,1 \times 10^{12}$	0,14	– 46,9	570 000	23

(avec B_{IP} le champ magnétique interplanétaire) qui apparaît dans le référentiel de l'obstacle. L'interaction de ces courants avec B_{IP} ralentit le flot incident du vent solaire (*via* la force de Lorentz $F = J \times B_{IP}$). On peut aussi considérer que c'est la pression du champ magnétique interplanétaire empilé en amont de l'obstacle qui fournit la pression magnétique s'opposant à la pression dynamique du vent solaire, d'où la qualification de « magnétosphère induite » pour ce type d'interaction. À nouveau, le vent solaire est dévié, un choc se forme en amont de l'obstacle, et un sillage en aval. L'équivalent de la magnétopause porte ici le nom d'ionopause.

L'interaction des satellites conducteurs ou possédant une enveloppe gazeuse conductrice (comme Io) avec la magnétosphère de leur planète parente (voir chapitre 10) s'apparente à l'interaction vent solaire-planète, à ceci près que le flot incident est subsonique et qu'il n'y a donc pas formation d'une onde de choc en amont du satellite.

Les divers types d'interaction du vent solaire avec les obstacles planétaires sont traités en détail à la section 5.3, y compris le cas des obstacles non magnétisés et isolants (comme la Lune). Le système solaire offre une grande variété de types d'interaction (obstacles avec/sans champ magnétique, avec/sans atmosphère) ainsi que de géométries d'interaction, en raison des inclinaisons variées entre l'axe magnétique et l'axe de rotation planétaire, et entre ce dernier et le plan de l'écliptique (voir tableaux 1-3 et 1-7, et chapitre 8).

Précipitation de particules et courants dans l'atmosphère

Dans le cas des planètes possédant une magnétosphère développée (la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune), celle-ci fournit à la haute atmosphère un apport d'énergie supplémentaire au rayonnement solaire, sous la forme :

– d'un bombardement de particules chargées – électrons et ions – d'énergie typique 1 à 10 keV (peut-être jusqu'à 100 keV près de Jupiter), accélérées et/ou diffusées dans la magnétosphère, qui précipitent le long des lignes de champ magnétique planétaire convergeant à hautes latitudes dans la haute atmosphère : ionosphère, thermosphère, et jusqu'à la stratosphère ; ce bombardement est limité aux régions « aurorales », de latitude magnétique typiquement comprise entre 60° et 80°, ainsi qu'au pied des lignes de champ magnétique connectées aux satellites (Io, Ganymède...).

– de courants à grande échelle engendrés par les diverses dynamos magnétosphériques, qui circulent librement le long des lignes de champ magnétique magnétosphérique et se referment dans l'ionosphère.

Les principaux témoins directs de ces précipitations et systèmes de courants sont les émissions « aurorales » dans le domaine ultraviolet, visible, infrarouge, radio et même X dans le cas de Jupiter, résultant de l'excitation collisionnelle directe des espèces atmosphériques par les précipitations énergétiques, ainsi que du chauffage Joule de l'ionosphère aurorale (voir sections 5.3 et 8.4).

Bien que globalement modeste, de l'ordre de 10^{-4} W/m^2 en moyenne sur toute l'atmosphère, ces apports d'énergie sont concentrés dans les régions de convergence du champ magnétique, et les apports locaux peuvent être très importants ($\approx 10^{-3}$ W/m^2 dans les régions aurorales de Saturne, et jusqu'à 10 W/m^2 au pied des lignes de champ magnétique connectant Jupiter à Io, dans une région de diamètre d'environ 100 km).

Leur importance relative au flux solaire s'accroît évidemment avec la distance héliocentrique de la planète, et ils ont dans les atmosphères des planètes géantes des conséquences thermiques, dynamiques et/ou chimiques importantes :

– une température exosphérique élevée, notamment dans les régions aurorales ; par exemple, dans le cas de Saturne, la température exosphérique atteint 600-800 K (en conséquence probable du chauffage par les courants), alors qu'elle ne serait que de 200 K sous l'effet du rayonnement ultraviolet solaire seul ; dans les régions aurorales, cette température atteint 1 600 K à 1 500 km au-dessus du niveau 1 bar, sous l'effet des précipitations ;

– des vents supersoniques, détectés dans la thermo-ionosphère aurorale de Jupiter (vents ioniques de vitesse atteignant 1,5 à 2,5 km/s en direction opposée à la rotation), dont les perturbations peuvent se faire sentir à plus basses latitudes ;

– des brumes polaires, absorbantes en ultraviolets lointains, dont la formation peut résulter d'un effet chimique (réactivité accrue sous l'effet des précipitations, favorisant la production d'ions hydrocarbures) ou dynamique (mélange vertical accru faisant remonter à la surface des espèces plus profondes).

Chapitre 2

Le système solaire dans l'Univers

POUR TENTER de comprendre la nature du système solaire, son origine et son évolution, il est indispensable de le replacer dans son contexte, celui d'un Univers en expansion, formé d'étoiles et de galaxies. Dans un premier temps, il est nécessaire que nous fixions les échelles de distance permettant de situer le système solaire dans son environnement : étoiles proches, galaxies, groupe local. Dans un second temps, nous décrirons brièvement l'Univers tel qu'il nous apparaît aujourd'hui : modèle du big bang et nucléosynthèse primordiale, galaxies, étoiles, et nucléosynthèse stellaire, formation stellaire et milieu interstellaire.

2.1 Les échelles de distance

Pour définir les distances dans le système solaire, l'unité étalon est l'unité astronomique (ua) qui définit la distance moyenne entre la Terre et le Soleil (149,6 millions de km). Les planètes du système solaire s'étendent jusqu'à une quarantaine d'ua. On trouve ensuite la ceinture de Kuiper, réservoir de petits objets tels que Pluton et les comètes périodiques, qui s'étend ensuite sans doute jusqu'à une centaine d'ua, et enfin, à quelque 40 000 ua, le nuage de Oort, vaste réservoir de comètes éjectées dans le système solaire extérieur par les perturbations liées aux planètes géantes.

Pour estimer les distances des étoiles, même les plus proches, il est nécessaire de changer d'unité. Deux nouvelles unités sont utilisées. La première est l'année-lumière (al), distance parcourue par la lumière en un an. La seconde est le parsec (pc) : c'est la distance à laquelle une distance de 1 ua est vue sur le ciel sous un angle de 1 seconde d'arc. Cette unité fait référence à la méthode utilisée pour mesurer la distance des étoiles proches ; c'est la méthode dite des parallaxes (fig. 2-1). Elle utilise le fait que, du fait du mouvement annuel de rotation de la Terre autour du Soleil, une étoile située à une distance finie décrit sur le ciel, avec la même période, une petite ellipse. Si le demi-grand axe de l'ellipse est de 1", l'étoile est située à une distance de $2\ 10^5$ ua, et aussi par définition à 1 pc, c'est-à-

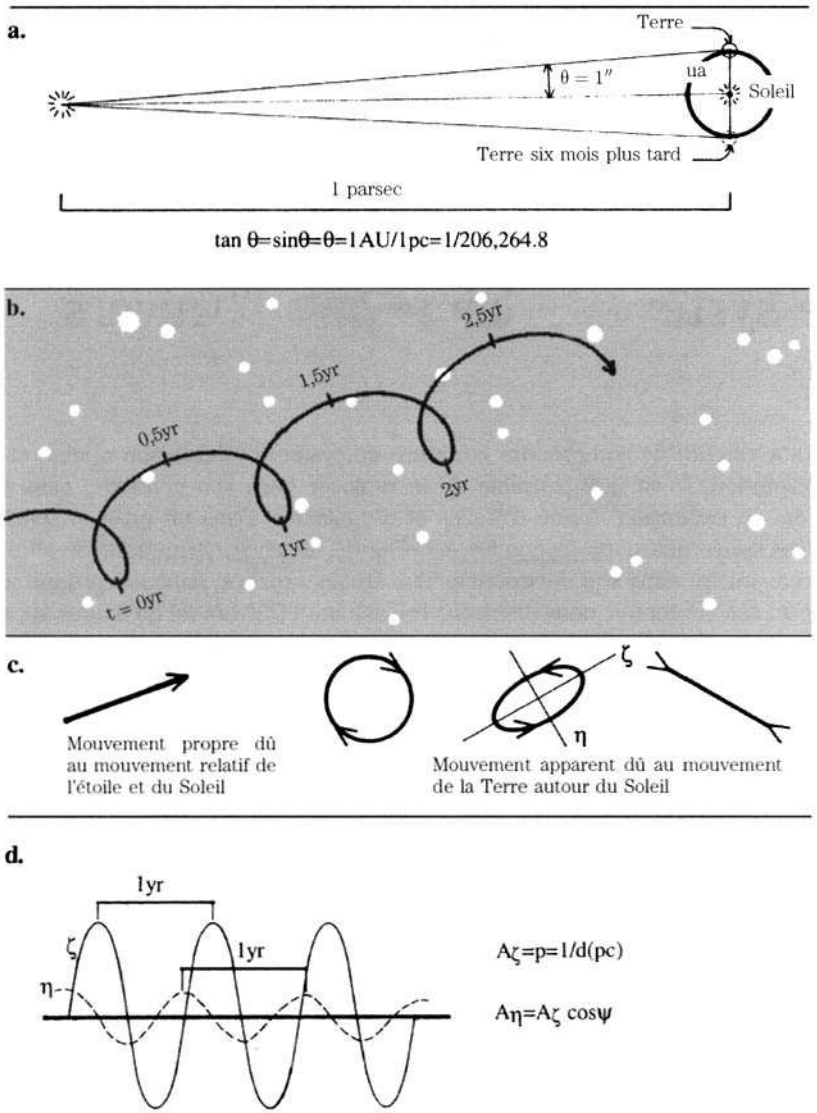


FIG. 2-1 – Calcul des distances par la méthode des parallaxes. (a) Le parsec est la distance depuis laquelle le rayon de l'orbite terrestre (1 ua) est vu sous un angle d'une seconde d'arc. (b) Mouvement apparent d'une étoile proche devant le fond de ciel où se trouvent des étoiles éloignées. (c) Une étoile proche située à proximité du plan de l'orbite terrestre oscille le long d'un segment, tandis qu'une étoile située à proximité du pôle de l'écliptique présente une trajectoire quasi-circulaire ; dans la plupart des cas, la trajectoire est elliptique. (d) Connaissant la latitude écliptique de l'étoile, il est possible de déterminer la distance de l'étoile. (D'après J. S. Lewis, *Physics and Chemistry of the Solar System*, Academic Press, 1997, 2nd edition.)

dire à 3,26 al ; on voit que cette quantité est environ 5 fois la distance au Soleil du nuage de Oort.

L'étoile la plus proche est Proxima du Centaure, à 1,3 parsec ; elle appartient à un système triple dont l'étoile la plus brillante est Alpha du Centaure.

La méthode des parallaxes ne permet de mesurer que la distance des étoiles les plus proches. Pour évaluer les distances plus élevées, les astronomes ont eu recours à une autre technique faisant appel aux propriétés intrinsèques de certaines étoiles, les Céphéides. Il s'agit d'étoiles variables pour lequelles il existe une relation entre la période et la luminosité. À partir de la mesure de leur période de variabilité, on peut alors déduire la luminosité intrinsèque, et donc, par comparaison avec la luminosité observée, la distance. On a pu ainsi déterminer les distances stellaires jusqu'à une distance de l'ordre du Mpc.

Le Soleil est situé sur le bord de notre galaxie (que l'on appelle la Galaxie) à une distance de 8 kpc du centre. La Galaxie se présente comme un disque de rayon 13 kpc ; comme le système solaire appartient à ce disque, la Galaxie, vue de la Terre, apparaît comme une traînée dans le ciel ; c'est la Voie lactée (fig. 2-2). Les étoiles de la Galaxie, ainsi que le gaz et la poussière qu'elle contient, sont rassemblés majoritairement en une structure de bras spiraux, que l'on observe aussi fréquemment dans les galaxies extérieures (fig. 2-3). Les mesures radio, réalisées à une longueur d'onde de 21 cm dans une transition de l'hydrogène atomique, ont permis de déterminer le champ de vitesse des atomes d'hydrogène dans notre Galaxie et de mettre ainsi en évidence, par mesure de l'effet Doppler, la structure en bras spiraux.

La Galaxie possède deux compagnons : il s'agit du Grand Nuage de Magellan et du Petit Nuage de Magellan, situés à des distances respectives de 50 kpc et 60 kpc du Soleil, tous deux observables depuis l'hémisphère sud. Au-delà, la galaxie extérieure la plus proche est Andromède, à une distance de 600 kpc. Avec la Galaxie, elle appartient au « Groupe local », qui s'étend jusqu'à une distance de l'ordre de 800 kpc.

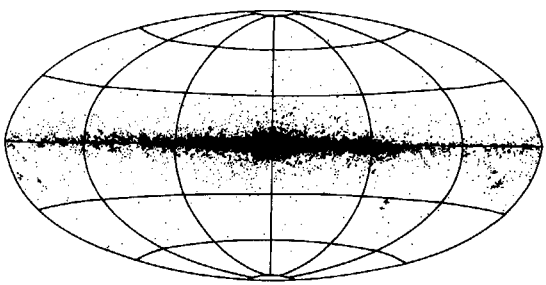


FIG. 2-2 – Le disque et le renflement central de notre Galaxie, lors d'une observation en infrarouge par le satellite IRAS. (D'après C. A. Beichmann, Ann. *Rev. Astron. Astrophys.* 25, 542, 1987.)

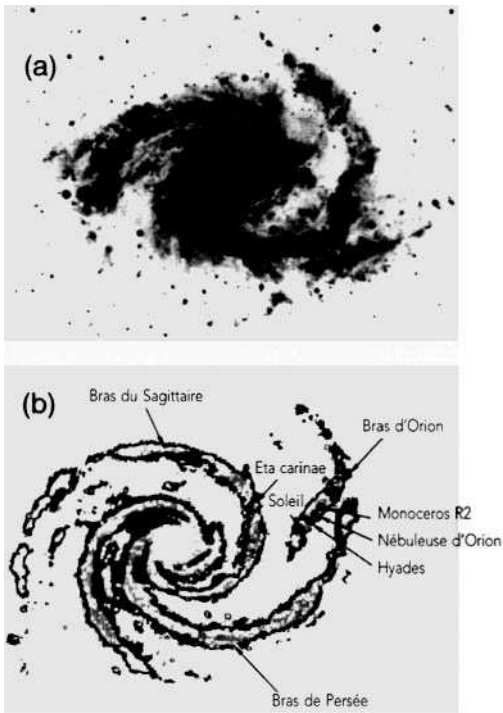


FIG. 2-3 – (a) Une galaxie spirale typique, NGC 2667 (Anglo-Australian Telescope) ; (b) Schéma de la structure de notre Galaxie montrant les bras spiraux, la position du Soleil et celles de régions voisines de formation stellaire. (D'après S. R. Taylor, *Solar System Evolution*, Cambridge University Press, 1992.).

Au-delà du Groupe local, les galaxies extérieures ont été étudiées en détail par l'astronome Edwin Hubble qui, dans les années 1930, a établi une classification des galaxies en fonction de leur morphologie : spirales (comme la Galaxie et Andromède), spirales barrées (du nom de la barre centrale qui les caractérise), elliptiques, irrégulières... (fig. 2-4). Les galaxies elliptiques sont généralement dépourvues de gaz et de poussières, tandis que ces constituants sont largement présents dans les bras des galaxies spirales. La partie centrale des galaxies les plus massives, dite « noyau actif », est souvent le siège de phénomènes éruptifs et de jets violents.

Les galaxies extérieures présentent deux caractéristiques fondamentales. La première est leur structure en filaments, mise en évidence par les mesures de sondage profond du ciel ; ces structures suggèrent que les galaxies extérieures occupent la surface de bulles sphériques entourant un espace vide de matière (fig. 2-5). Ce phénomène, révélateur du mécanisme de formation des galaxies, n'a pas actuellement d'interprétation simple.

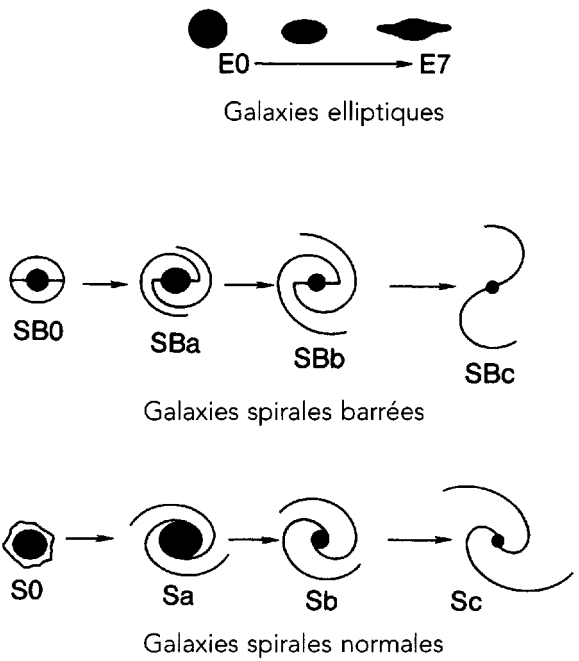


FIG. 2-4 – La classification standard des galaxies de Hubble. (D'après S. R. Taylor, *ibid.*)

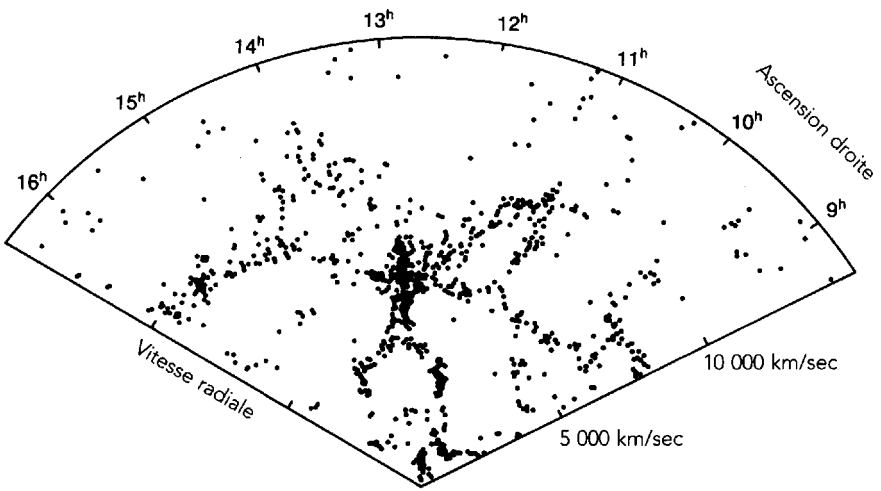


FIG. 2-5 – La distribution d'un millier de galaxies en fonction de leur vitesse radiale à proximité du pôle galactique. (D'après V. de Lapparent *et al.*, *Astrophys. J.*, 302, L2, 1986.)

Mais surtout, les galaxies extérieures présentent une autre propriété encore plus spectaculaire, dont la découverte est due à Hubble : la mesure de leurs propriétés spectrales fait apparaître un décalage vers le rouge (*redshift*) des raies, d'autant plus important que la galaxie extérieure est éloignée. Ce décalage, dû à l'effet Doppler, indique que les galaxies s'éloignent d'autant plus vite qu'elles sont éloignées, et nous prouve que l'Univers est en expansion.

Le *redshift* des sources éloignées est défini comme suit. Si e est le point d'émission et o le point d'observation, le *redshift* z est :

$$z = (\lambda o - \lambda e)/\lambda e = V/(c - V)$$

c étant la vitesse de la lumière et V étant la vitesse de récession radiale. λo et λe sont respectivement la longueur d'onde observée et la longueur d'onde au repos des raies spectrales.

On a observé des galaxies éloignées jusqu'à un *redshift* supérieur à 6, ce qui correspond à une vitesse de récession supérieure à 0,85 fois la vitesse de la lumière. Parmi les galaxies extérieures, les quasars *(quasi-stellar objects)* constituent un groupe d'objets particulièrement brillants et éloignés. Ces sources très lumineuses en hautes énergies (UV, X et rayons γ) pourraient héberger un trou noir, tellement massif que même la lumière ne peut s'en échapper.

2.2 Le modèle du « big bang » et la nucléosynthèse primordiale

L'étude du *redshift* des galaxies a mis en évidence une loi simple : la quantité z est proportionnelle à la distance R de l'objet. La constante de proportionnalité H, dite constante de Hubble, est égale à 70 km/s/Mpc, avec une incertitude de l'ordre de 10 %. La loi de Hubble est l'un des piliers de la théorie du big bang, selon laquelle l'Univers est né d'une explosion initiale. L'âge de l'Univers est donné, en première approximation, par l'inverse de la constante de Hubble, soit environ 13 milliards d'années. Les galaxies à haut *redshift* que nous observons aujourd'hui nous apparaissent telles qu'elles étaient au moment où leur rayonnement a été émis, il y a plusieurs milliards d'années ; elles sont donc pour nous une fenêtre sur les premiers âges de l'Univers.

Le deuxième pilier sur lequel repose le modèle du big bang s'appelle la nucléosynthèse primordiale, qui explique la formation des éléments légers dans l'Univers primordial. Lors de l'explosion initiale, l'Univers est très dense et chaud. On ne peut le décrire qu'après un temps égal à 10^{-43} s, dit « temps de Planck » ; du fait du principe d'incertitude de la mécanique quantique, on ne peut en effet rendre compte des phénomènes antérieurs. À l'instant $t = 10^{-43}$ s, la température, selon le modèle du big bang, est de 10^{32} K. L'Univers se refroidit ensuite de façon adiabatique ; il est constitué de photons et d'un mélange de particules élémentaires (quarks, électrons...) et de leurs antiparticules. À mesure que la température décroît, les paires particules-antiparticules s'annihilent ; cela devient possible

lorsque l'énergie thermique (proportionnelle à la température) devient inférieure à l'énergie au repos des particules (qui n'est fonction que de leur masse au repos). Au temps $t = 10^{-9}$ s ($T = 10^{13}$ K), les quarks s'associent par triplets pour former les protons et les neutrons. À t = 1 s, la température est de 10^9 K. L'annihilation des électrons et des positrons donne des photons γ, très énergétiques. C'est alors qu'une série de réactions nucléaires (la nucléosynthèse primordiale) conduit à la formation des noyaux des éléments légers (hydrogène, deutérium, lithium). Au terme de cette nucléosynthèse primordiale, les noyaux d'hydrogène sont les plus abondants (75 % en masse), suivis des noyaux d'hélium (23 %). Nous retrouvons ce rapport dans les abondances mesurées aujourd'hui dans l'Univers, appelées abondances cosmiques.

La température est alors suffisamment élevée pour que photons et électrons interagissent en permanence, mais elle continue à décroître : pour t = 300 000 ans, elle est de 3 000 K. Les électrons peuvent alors se combiner aux noyaux pour former les atomes d'hydrogène et d'hélium. Les photons peuvent alors circuler librement : c'est l'époque du découplage entre matière et rayonnement. C'est après cette étape que les premières galaxies ont pu voir le jour, selon des mécanismes qui restent aujourd'hui mal compris.

Troisième et dernier pilier du modèle du big bang, le rayonnement cosmologique fossile, correspondant à une température de 2,7 K, a été mis en évidence de manière observationnelle dans le domaine des ondes radio par A. Penzias et R. Wilson en 1965 ; il a ensuite été mesuré avec une très grande précision par le satellite *COBE* en 1992. Ce rayonnement, donc l'existence avait été prédite sur la base de considérations théoriques, notamment par G. Gamov, est le résidu du rayonnement initial qui s'est dilué dans l'espace en expansion.

2.3 Vie et mort des étoiles

La classification stellaire est basée sur les propriétés spectrales des étoiles. Pour des raisons historiques, les étoiles sont classées en fonction de leur température selon un ordre décroissant (O, B, A, F, G, K, M). Leur température de surface varie de plus de 15 000 K pour les étoiles O et B (qui sont donc de puissants émetteurs dans l'UV, le violet et le bleu) jusqu'à 6 000 K pour les étoiles jaunes telles que le Soleil, et environ 4 000 K pour les étoiles rouges.

Un élément fondamental de classification stellaire est fourni par le diagramme de Hertzprung-Russell (fig. 2-6) qui indique la distribution des étoiles en fonction de leur température et de leur luminosité intrinsèque. Ce diagramme fait apparaître plusieurs régions caractéristiques. La région la plus peuplée est la séquence principale, qui est parcourue, au moins partiellement, par la plupart des étoiles au cours de leur existence, D'autres groupes apparaissent autour des naines blanches, des géantes et des supergéantes. En utilisant le diagramme HR, mais aussi l'étude du milieu interstellaire et des régions de formation stellaire, ainsi que la compréhension des mécanismes de nucléosynthèse stellaire qui gouvernent l'activité des étoiles, il est possible de dessiner les grandes lignes de leur évolution.

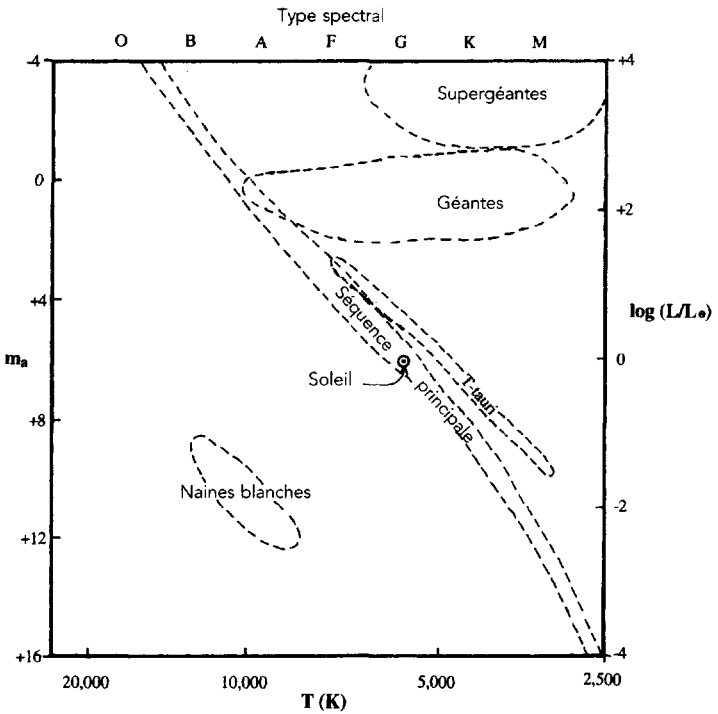


FIG. 2-6 – Le diagramme de Herzprung-Russel, montrant la luminosité des 10 000 étoiles les plus brillantes en fonction de leur température, c'est-à-dire de leur type spectral. (D'après J. S. Lewis, *ibid.*)

Avec une température de surface de 5 770 K et un type spectral G2, le Soleil apparaît comme une étoile très banale. C'est une étoile naine, comme la plupart des étoiles de notre Galaxie, relativement excentrée dans le disque galactique, à une distance de 8,5 kpc du centre. C'est bien sûr sa proximité de la Terre qui a rendu possible la compréhension des grands mécanismes de la physique stellaire, à partir de l'étude de ce cas particulier. La région observable dans le domaine visible est la photosphère, au-dessus de laquelle s'étendent la chromosphère et la couronne, d'où s'échappe le vent solaire (voir section 1.2.8 et chapitre 5).

2.4 La nucléosynthèse stellaire

Les observations du milieu interstellaire obtenues dans les domaines infrarouge et radio (notamment aux longueurs d'onde des transitions radio de H à 21 cm et de CO dans le domaine millimétrique) ont montré que les étoiles se forment préférentiellement au sein de nuages moléculaires denses. Lorsqu'un nuage dense

s'effondre par gravité, la température s'élève. Si celle-ci atteint la dizaine de millions de degrés, les réactions nucléaires peuvent s'amorcer, et le nuage peut donner naissance à une ou plusieurs étoiles. Les étoiles ainsi formées sont de type O ou B si elles sont très massives, A ou F si elles le sont moins ; la naissance est d'autant plus rapide que l'étoile est très massive. L'étoile, une fois formée, rejoint la séquence principale ; c'est la combustion de l'hydrogène en hélium qui assure à l'étoile son énergie. Dans le cas d'une étoile comme le Soleil, cette phase dure plusieurs milliards d'années.

Vient un moment où la quasi-totalité de l'hydrogène est transformée en hélium. Le mécanisme d'effondrement gravitationnel, à l'origine de la naissance de l'étoile, reprend alors avec pour effet d'élever à nouveau la température. Celle-ci atteint alors cent millions de degrés, entraînant la combustion de l'hélium en carbone et en oxygène. Sur le diagramme HR, l'étoile quitte la séquence principale et devient une géante rouge. Elle passe par une phase instable et éruptive avec des sursauts et d'importantes pertes de masse.

Le stade final de l'évolution stellaire dépend principalement de la masse de l'étoile. Pour une étoile ayant une masse comparable au Soleil, la fin de la combustion de l'hélium se traduira par une expansion considérable de l'enveloppe : l'étoile sera devenue une supergéante rouge. L'enveloppe extérieure sera finalement éjectée pour former une nébuleuse planétaire, tandis que le cœur de l'étoile s'effondrera sur lui-même pour devenir une naine blanche. Dans le cas d'une étoile très massive (plus de 20 fois la masse solaire), le scénario est encore plus violent. Lorsque la température atteint 500 millions de degrés, la combustion du carbone et de l'oxygène produit le magnésium et le silicium ; au-delà du milliard de degrés, tous les éléments lourds, jusqu'au fer, peuvent être synthétisés. Lorsque l'étoile ne contient plus que du fer, l'étoile implose littéralement sous l'effet de la gravité et les couches extérieures sont soufflées vers l'extérieur : on assiste alors à l'explosion d'une supernova. Un tel phénomène, extrêmement rare dans notre Galaxie, a été observé en 1987 dans le Grand Nuage de Magellan. C'est au cours de cette explosion que sont synthétisés les éléments les plus lourds.

C'est de la nucléosynthèse stellaire, couplée à la nucléosynthèse primordiale, que sont nés tous les éléments présents dans l'Univers ; c'est de l'ensemble de ces mécanismes que résultent les abondances cosmiques des éléments (tableau 8-1). Il faut noter à ce propos que le cycle de réactions nucléaires conduisant à la combustion d'hydrogène en hélium (dit cycle proton-proton) entraîne la destruction du deutérium, et qu'il n'existe aucune réaction susceptible de le régénérer ; le deutérium, formé entièrement dans la nucléosynthèse primordiale, est donc constamment détruit dans les étoiles, ce qui donne à la mesure de son abondance un intérêt cosmologique et cosmogonique particulier. La détermination des abondances cosmiques est obtenue à partir de plusieurs sources. En particulier, pour les éléments légers H, C, N et O, on a recours aux mesures obtenues dans la photosphère solaire ; les météorites sont utilisés pour les éléments plus lourds ; l'abondance des gaz rares est mesurée dans le vent solaire.

2.5 Les premiers stades de formation stellaire

Les nuages moléculaires géants semblent être le site privilégié de formation des étoiles massives, souvent regroupées en associations (dites « associations OB ») ; ces nuages se trouvent principalement dans les bras spiraux de la Galaxie, et la température est relativement élevée ($T > 20$ K). En revanche, les étoiles de masse comparable à celle du Soleil se formeraient plutôt au sein de nuages plus petits et plus froids ($T < 10$ K), de quelques parsec de diamètre, situés dans tout le disque galactique. L'effondrement, sans doute dû à une instabilité gravitationnelle, d'un nuage en rotation lente se traduit par la formation d'une protoétoile centrale en rotation rapide, entourée d'un disque. Au cours des deux dernières décennies, les observations du satellite *IRAS*, puis du télescope spatial *Hubble*, nous ont donné de nombreuses preuves, directes et indirectes, de l'existence de ces disques protoplanétaires. Le satellite *IRAS* a tout d'abord mesuré leur rayonnement infrarouge, et le *HST* a ensuite réalisé l'imagerie directe de certains d'entre eux (fig. 2-7).

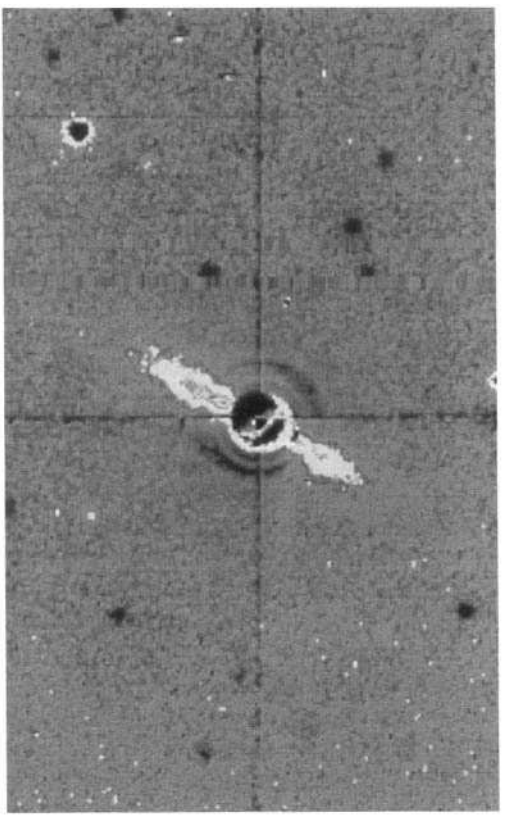


FIG. 2-7 – Le disque protoplanétaire de l'étoile β Pictoris, détecté par l'Observatoire de Las Campañas en 1984 (© NASA.)

Les disques protoplanétaires ont été observés autour d'étoiles jeunes, mais aussi autour d'étoiles évoluées de la séquence principale (en particulier, Véga et Bêta Pictoris). De telles observations apportent une contribution majeure pour notre compréhension des mécanismes de formation du système solaire (voir chapitre 4).

Alors que la masse de la protoétoile augmente en raison de la chute du matériau environnant, la température devient suffisante (quelques millions de degrés) pour déclencher la combustion du deutérium. Ce stade de la formation stellaire est caractérisé par des vents stellaires violents. Le gaz environnant continue à tomber sur le disque tandis que des flots bipolaires s'échappent vers l'extérieur le long de l'axe de rotation (fig. 2-8) ; on les observe aussi sous la forme de jets dits de Herbig-Haro. Cette phase de dissipation de matière est souvent appelée « phase T-Tauri » par analogie avec ce qui est observé dans les objets de cette classe. Leur température photosphérique est relativement faible (4 000 K) et leur âge varie de 10^5 à 10^7 ans. Très vraisemblablement, le Soleil a connu une phase comparable, ce qui est un élément essentiel à prendre en compte dans l'élaboration des modèles de formation des planètes du système solaire.

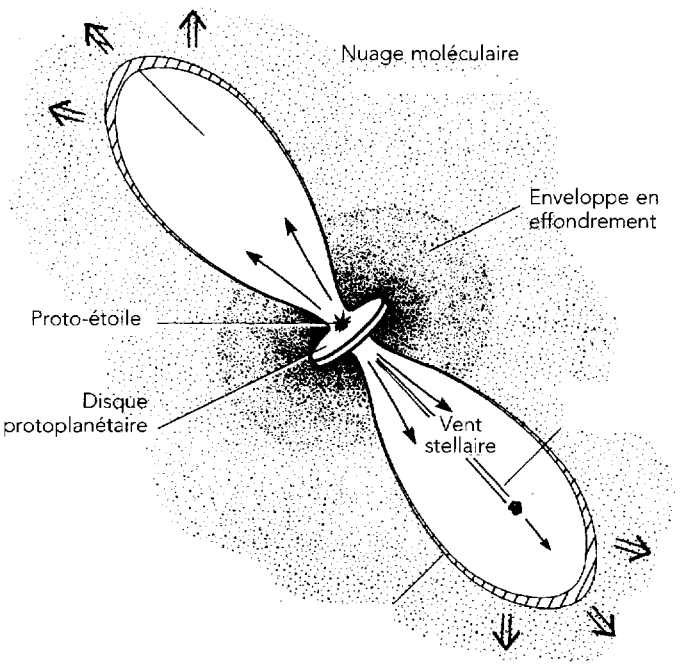


FIG. 2-8 – Schéma du flot bipolaire d'une proto-étoile. (D'après A.G.G.M. Tielens, LPI Tech. Rpt. 88-04, 1988.)

2.6 La matière interstellaire

C'est de la matière interstellaire que le système solaire est né ; il est donc important d'étudier la nature et l'évolution du milieu interstellaire pour mieux contraindre ses modèles de formation.

La phase gazeuse

On observe dans le milieu interstellaire plusieurs composantes bien distinctes :
– le milieu chaud et dilué où la densité de H^+ est inférieure à 1 ion/cm^3 ; la température peut atteindre 10^4 à 10^6 K ;
– le milieu neutre diffus, transparent au rayonnement UV et visible, peu dense (10^2 H/cm^3) et chaud (de l'ordre de 100 K). On n'y trouve que des molécules relativement simples, l'UV ayant pour effet de dissocier les molécules complexes.
– les petits nuages moléculaires, répartis dans toute la galaxie, qui donnent naissance aux étoiles de masse comparable à celle du Soleil. Leur densité est de l'ordre de 10^2 molécules H_2 par cm^3. Leur masse typique est de l'ordre de quelques dizaines de masses solaires.
– les nuages moléculaires géants, situés préférentiellement dans les bras spiraux des galaxies, donnent naissance aux étoiles très massives (associations OB). Leur température est de l'ordre de 20 K, leur masse peut atteindre 10^4 masses solaires. Ce sont dans ces nuages que l'on trouve les molécules interstellaires complexes, qui peuvent contenir jusqu'à 13 atomes (tableau 2.1). Elles ont été détectées au moyen des grands radiotélescopes, par spectroscopie hétérodyne dans le domaine millimétrique. Remarquons que CO, la plus abondante d'entre elles après l'hydrogène, présente des transitions millimétriques qui ont permis de l'utiliser comme traceurs des propriétés physiques des nuages moléculaires (fig. 2-9).

La production des molécules interstellaires se fait vraisemblablement par le biais de réactions ions-gaz à basse température. Un effet de ces réactions est d'enrichir considérablement les abondances de certaines molécules isotopiques, en particulier les molécules deutérées. Cet enrichissement est dû à la réaction

$$D^+ + H_2 \rightarrow H^+ + HD$$

qui est exothermique, si bien que la réaction inverse est inhibée à basse température. On observe ainsi dans les molécules interstellaires des enrichissements en deutérium allant jusqu'à un facteur 1 000. C'est la raison pour laquelle de forts enrichissements en deutérium sont aussi mesurés dans les météorites ; ils constituent un diagnostic important dans l'étude des objets du système solaire. Un effet d'enrichissement isotopique est également observé dans le milieu interstellaire dans le cas du rapport $^{13}C/^{12}C$.

Tableau 2-1
Liste des molécules gazeuses interstellaires et circumstellaires

2 atomes				
H_2	CH	CH^+	NH	OH
HF	HCl	C_2	CN	CO
CSi	CP	CS	NO	NS
OS	NaCl	KCl	AlF	AlCl
PN	SiN	SiO	SiS	CO^+
SO^+				
3 atomes				
H_3^+	CH_2	NH_2	H_2O	H_2S
C_2H	HCN	HNC	HCO	HCO^+
HOC^+	HN_2^+	HNO	HCS^+	C_3
C_2O	C_2S	SiC_2	CO_2	N_2O
SO_2	OCS	MgCN	MgNC	NaCN
4 atomes				
NH_3	H_3O^+	C_2H_2	H_2CO	H_2CN
$HCNH^+$	H_2CS	C_3H	c-C_3H	HCCN
HNCO	$HOCO^+$	HNCS	C_3N	C_3O
C_3S				
5 atomes				
CH_4	SiH_4	H_2C_3	c-C_3H_2	CH_2NH
H_2COH^+	CH_2CN	NH_2CN	CH_2CO	HCOOH
C_4H	HC_3N	HCCNC	HNCCC	C_5
C_4Si				
6 atomes				
C_2H_4	CH_3OH	CH_3SH	CH_3CN	CH_3NC
NH_2CHO	H_2C_4	HC_3NH^+	HC_2CHO	C_5H
C_5N				
7 atomes				
CH_3NH_2	CH_3CCH	CH_3CHO	c-CH_2OCH_2	CH_2CHCN
C_6H	HC_5N	C_7^-(?)		
8 atomes				
$HCOOCH_3$	CH_3COOH	CH_3C_3N	H_2C_6	
	C_7H			
9 atomes				
C_2H_5OH	CH_3OCH_3	C_2H_5CN	CH_3C_4H	C_8H
HC_7N				
10 atomes				
CH_3COCH_3	CH_3C_5N(?)	NH_2CH_2COOH(?)		
11 atomes				
HC_9N				
13 atomes				
$HC_{11}N$				

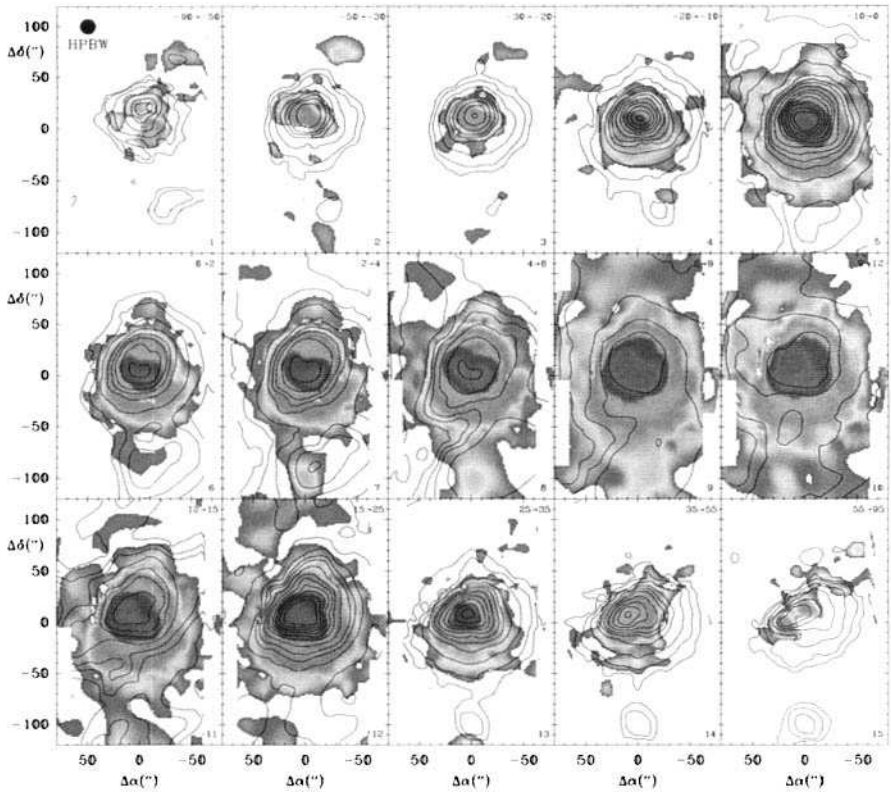


FIG. 2-9 – Cartographie de H_2O et de CO dans la région de formation stellaire Orion-IRC2. Chaque carte correspond à une intervalle de vitesse radiale, indiqué en haut à droite en $km \cdot s^{-1}$. Les données concernant H_2O (en grisé) provienne du satellite ISO, et les données de CO (contours noirs) ont été obtenues avec le radiotélescope de 30 m de l'IRAM. (D'après J. Cernicharo *et al.*, ESA SP-427, 565, 1999.)

La poussière interstellaire

Les grains interstellaires ont une dimension typique de 0,1 μm, ce qui est nettement inférieur à celle des grains interplanétaires. On pense qu'ils sont constitués d'une composante réfractaire (noyau silicaté entouré d'un constituant carboné, recouverte de glaces (H_2O, CO_2, CH_4...). Ces constituants ont été observés par spectroscopie infrarouge, notamment avec le satellite *ISO* (fig. 2-10).

Quelle en est l'origine ? Les gains interstellaires peuvent provenir de l'éjection des atmosphères stellaires par le biais des vents stellaires ; ils peuvent aussi s'être condensés suite à l'explosion d'une supernova. Ultérieurement, ils s'incorporeront à un nuage moléculaire qui, soumis à des perturbations gravitationnelles, pourra se

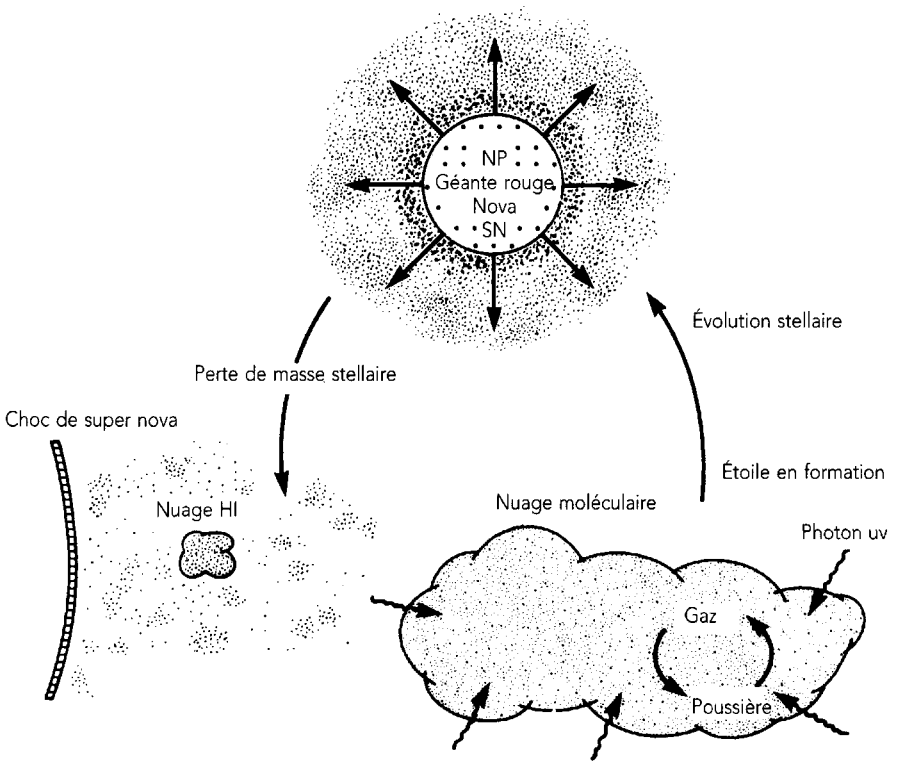


FIG. 2-10 – Schéma de l'évolution de la poussière interstellaire. (D'après S. R. Taylor, *ibid.* Cambridge University Press, 1992.)

contracter pour donner naissance à une nouvelle étoile (fig. 2-10). Le matériau interstellaire ayant déjà subi un ou plusieurs cycles stellaires peut ainsi se retrouver comme constituant du disque protoplanétaire d'une étoile jeune, et le cycle se reproduit.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Chapitre 3

Les méthodes d'étude du système solaire

En raison de l'éclat remarquable de certains de ses objets, le système solaire a été observé depuis l'Antiquité. Pendant des siècles, ces observations se sont limitées au domaine visible ; les progrès successifs ont été dus à l'utilisation, dès le début du XVII^e siècle, de lunettes et de télescopes de plus en plus grands, et les observations photographiques ont succédé aux observations visuelles. Dans le courant du XX^e siècle, les techniques d'observation astronomique vont connaître une véritable révolution. C'est d'abord le début de l'astronomie spatiale qui rend accessibles les domaines spectraux de l'ultraviolet et de l'infrarouge, de même que les domaines X et γ ; c'est aussi le début de la radioastronomie ; c'est enfin, pour le système solaire, le début des observations *in situ* avec l'envoi, à partir des années 1960, de sondes spatiales en direction de la Lune et des planètes. Le but de ce chapitre est de présenter une vue d'ensemble des techniques d'observation qui ont été ou sont encore utilisées pour l'étude du système solaire.

Il faut noter que le développement de l'exploration spatiale planétaire n'a pas rendu caduques les observations depuis le sol, et ce grâce aux progrès considérables réalisés au cours des dernières décennies dans le domaine de l'observation astronomique. En particulier, la mise en service des télescopes de la classe de 8 mètres de diamètre, couplée à l'utilisation de l'optique adaptative (qui permet de s'affranchir des fluctuations dues à l'atmosphère terrestre), a permis de réaliser l'imagerie des disques planétaires à la limite de diffraction, d'une qualité comparable à celle des images prises par le télescope spatial *Hubble* (*HST*)[1].

---

1. Un exposé détaillé de l'instrumentation en astrophysique peut être trouvé dans le livre réalisé sous la direction de P. Léna : *Méthodes physiques de l'observation* (EDP Sciences/CNRS Éditions, Paris, 1996).

3.1 Détermination des paramètres géométriques et physiques

3.1.1 Détermination des distances

On mesure la distance géocentrique des objets relativement proches de la Terre par la méthode des parallaxes géométriques, le rayon terrestre connu grâce aux travaux des géodésiens – étant choisi comme longueur de référence. On peut ensuite accéder à la mesure de la distance Soleil-Terre en mesurant la distance géocentrique d'une planète intérieure au moment de l'opposition (fig. 3-1), puis en appliquant la 3e loi de Kepler (voir section 1.1.2). Cette méthode fut d'abord appliquée par J. D. Cassini en 1672, à l'occasion d'une opposition favorable de la planète Mars. Plus récemment, une mesure plus précise a été obtenue au moyen de l'astéroïde Éros, dont l'orbite passe très près de la Terre.

Depuis l'avènement de l'ère spatiale, les déterminations les plus précises des distances dans le système solaire sont obtenues par les échos radar à partir de la Lune, des planètes proches ou des sondes spatiales. Dans le cas de la distance Terre-Lune, on a même pu remplacer le radar par un faisceau laser, ce qui accroît encore la précision de la mesure, jusqu'à quelques centimètres.

3.1.2 Détermination des diamètres

Les premières mesures de diamètre ont été obtenues à partir de l'observation du diamètre apparent (c'est-à-dire de l'angle sous lequel l'objet est vu depuis la Terre). Mais cette méthode est peu précise, puisque le diamètre

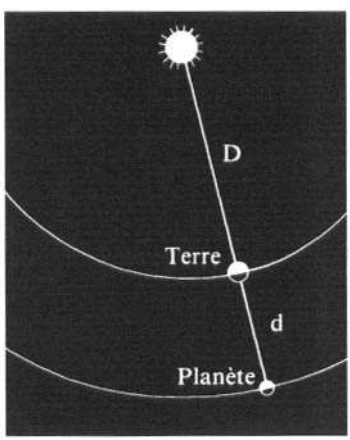


FIG. 3-1 – Mesure de la distance Terre-Soleil au moment de l'opposition d'une planète tellurique.

angulaire de l'objet est toujours très petit ; parallèlement, la méthode n'est correcte, en toute rigueur, que pour les corps dénués d'atmosphère ; le diamètre mesuré se rapporte à une couche nuageuse d'épaisseur inconnue, dans le cas des planètes à atmosphère épaisse. Depuis la Terre, trois autres types de mesures peuvent être envisagés : (1) dans le cas des objets proches (planètes intérieures, certains astéroïdes ou certaines comètes très proches), les mesures radar donnent le diamètre du globe solide ; (2) dans le cas de petits corps pour lesquels l'albédo peut être estimé indépendamment, la mesure du flux réfléchi donne accès au diamètre moyen ; (3) dans le cas d'objets lointains (astéroïdes ou planètes géantes), la méthode de mesure par observation d'une occultation stellaire donne une mesure remarquablement précise de la longueur de la corde occultée (voir fig. 3-2). Si l'astrométrie du phénomène est assez précise, on en déduit le diamètre de l'objet : remarquons que, dans le cas des planètes géantes, ce diamètre se réfère à un niveau de pression atmosphérique donné, au-delà duquel le flux stellaire est absorbé ; ce niveau dépend donc à la fois de la composition atmosphérique et de la longueur d'onde d'observation.

Depuis l'avènement des sondes spatiales, des mesures de diamètre très précises ont été obtenues par radar ; dans le cas des planètes intérieures et des principaux satellites, on a pu faire l'altimétrie de la surface au moyen des radars embarqués sur les sondes.

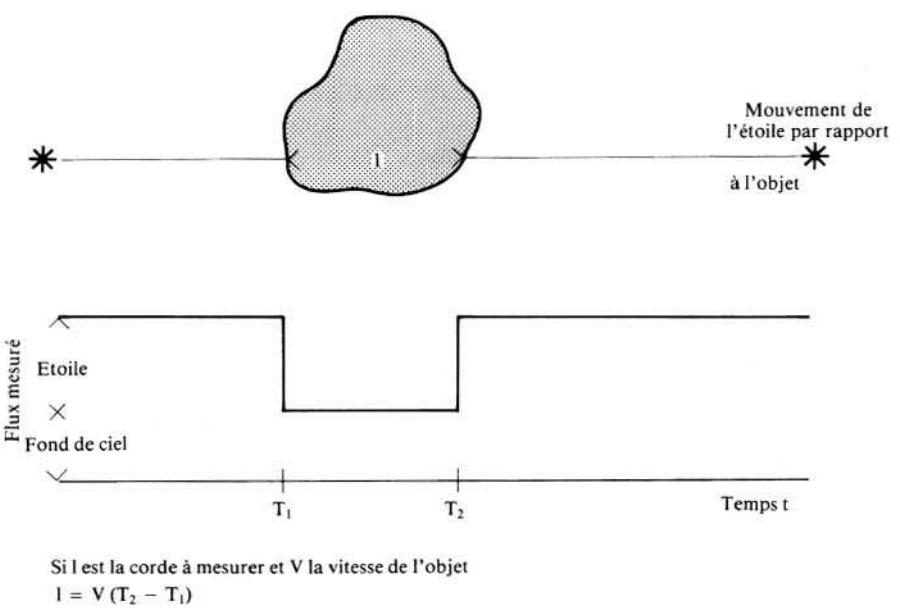


FIG. 3-2 – Mesure de la dimension d'un objet par la méthode d'occultation stellaire.

3.1.3 Détermination des masses

La détermination de la masse d'une planète est relativement aisée lorsque celle-ci est dotée d'un ou de plusieurs satellites. En écrivant que le satellite a un mouvement newtonien autour de la planète, on déduit la masse de la planète en fonction de la vitesse du satellite et de sa distance à la planète (voir section 1.1.1). Dans le cas de Mercure, de Vénus et des satellites planétaires, la mesure de la masse à partir d'observations terrestres est beaucoup plus difficile : on peut estimer cette masse à partir des perturbations exercées sur les objets voisins, mais le résultat est peu précis. Pour Mercure et Vénus, de même que pour les satellites galiléens, une détermination précise de la masse a été obtenue grâce à l'observation du passage des sondes spatiales à proximité de ces objets.

3.1.4 Détermination des périodes de rotation

Lorsqu'un objet du système solaire possède un diamètre angulaire de quelques secondes d'arc ou plus, on peut déterminer sa période de relation par l'observation visuelle ou photographique de la surface. Notons qu'il se peut que cette période corresponde à la rotation d'une couche nuageuse observée dans le visible, et non à la rotation de l'ensemble de l'objet. Si différentes couches atmosphériques sont sondées à des longueurs d'onde différentes, les périodes déduites peuvent être également différentes ; c'est le cas, en particulier, pour la planète Vénus.

Lorsqu'il s'agit d'objets relativement proches de la Terre, on peut également utiliser des mesures radar. Dans le cas des objets de faible diamètre angulaire, on mesure les courbes de lumière en fonction du temps ; la période est donnée par les variations périodiques d'éclat de la courbe photométrique ; cette méthode est utilisée en particulier pour les astéroïdes. Remarquons que l'interprétation de la courbe de lumière n'est pas toujours simple ; les astéroïdes, le plus souvent, ne sont pas sphériques, mais ont une forme irrégulière, et la courbe de lumière ne peut pas être représentée simplement par une sinusoïde.

3.2 Analyse physico-chimique des gaz et des grains

3.2.1 Analyse du rayonnement par spectroscopie à distance

Jusqu'à l'avènement des expériences *in situ*, c'est essentiellement la spectroscopie à distance – c'est-à-dire l'analyse du rayonnement en fonction de la longueur d'onde – qui nous a renseignés sur la composition chimique et les conditions physiques des objets du système solaire. Les constituants gazeux présentent en effet des signatures spectrales à des longueurs d'onde caractéristiques, qui permettent leur identification dans les spectres planétaires et cométaires ; les inten-

sités relatives et les largeurs des différentes raies d'une bande moléculaire donnée fournissent des informations sur la température et la pression du milieu.

Dans le cas d'un corps solide, le spectre de la lumière solaire réfléchie peut présenter des bandes d'absorption très larges, caractéristiques de la minéralogie de la surface de l'objet. Enfin, l'étude des poussières, de leur dimension et de leur composition est également possible par spectroscopie et polarimétrie.

Transfert radiatif dans les atmosphères planétaires

Nous avons déjà mentionné (voir section 1.2.1) que le rayonnement des objets du système solaire est constitué de deux composantes : le flux solaire réfléchi et le flux thermique. Dans le cas des atmosphères planétaires, la composante solaire réfléchie domine dans un intervalle spectral allant de l'UV à environ 3 μm, tandis que la composante thermique devient importante au-delà de 3 μm (voir fig. 1-10). Pour analyser ces rayonnements, il est nécessaire de comprendre la structure thermique de l'atmosphère considérée.

Transfert de rayonnement dans une atmosphère planétaire

Nous nous plaçons dans l'hypothèse dite des « plans parallèles », selon laquelle on admet que localement l'atmosphère peut être représentée par une succession de couches parallèles planes, homogènes et superposées, et nous supposons la symétrie axiale autour de l'axe vertical de l'atmosphère. Dans ce cas, l'équation de transfert du rayonnement s'écrit :

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - J_\nu \tag{3.1}$$

équation dans laquelle $\mu = \cos\theta$, étant l'angle entre la direction de visée et la verticale ; I_ν est l'intensité spécifique (fonction de la fréquence ν) ; τ_ν est l'épaisseur optique (aussi fonction de ν) au-dessus du niveau d'altitude z, et J_ν la fonction source ; K_ν étant le coefficient d'absorption, et n la densité nous avons :

$$\tau_\nu = \int_z^\infty K_\nu \, \rho \, dz. \tag{3.2}$$

Dans le cas des atmosphères planétaires qui sont des milieux relativement froids et denses, on constate que pour des pressions supérieures au mb les collisions sont suffisantes pour qu'il y ait équilibre thermodynamique local (ETL) : les propriétés physiques du milieu ne dépendent que de la température ; les distributions de vitesse des atomes et des molécules sont maxwelliennes, et les populations des différents niveaux d'énergie obéissent à la loi de Boltzmann. La fonction source est la fonction de Planck. Chaque couche atmosphérique rayonne comme un corps noir à la température correspondante ; c'est la loi de Kirchhoff :

$$J_\nu = B_\nu(T). \tag{3.3}$$

Pour déterminer la structure thermique de l'atmosphère (c'est-à-dire la valeur de T à chaque niveau atmosphérique), il faut résoudre une équation de conservation de l'énergie réduite ici à l'équilibre radiatif, c'est-à-dire écrire que, pour chaque niveau atmosphérique, la divergence du flux est nulle : l'intégrale en fréquence du flux absorbé, provenant des couches supérieures et inférieures, ainsi que du flux solaire incident et éventuellement d'une source interne, est égale à l'intégrale du flux émis par la couche. Celui-ci est relié à la température de la couche par la loi de Stefan. La température du niveau z est donnée par

$$\sum_{\nu}\sum_{z'}\sum_{\mu} B\,(T')\,e^{-\tau/\mu} = \sigma T^4 \tag{3.4}$$

avec τ', épaisseur optique entre les couches d'altitudes z et z' et T', température de la couche z' :

$$\tau' = \int_{z}^{z'} K_\nu\,\rho\,dz \tag{3.5}$$

σ étant la constante de Stefan.

Nous avons vu (1.2.2) qu'en plus de l'équation d'équilibre radiatif, les paramètres atmosphériques sont reliés par d'autres contraintes : la loi de l'équilibre hydrostatique et la loi des gaz parfaits. Si l'on connaît par ailleurs la masse moléculaire moyenne μ (donc la composition atmosphérique de la planète), on peut, par intégration numérique et par itérations successives, déterminer la structure thermique en fonction de l'altitude.

La composante solaire réfléchie

Dans le cas d'une planète dotée d'une surface et d'une atmosphère ténue, comme Mars, le calcul est assez simple. Le rayonnement provenant du Soleil est renvoyé vers la Terre après diffusion sur la surface. On admet généralement que cette diffusion est conforme à la loi de Lambert :

$$F(\theta) = F\cos\theta_\circ \tag{3.6}$$

F étant le flux arrivant sur la surface, $\theta_\circ$ l'angle d'incidence, mesuré par rapport à la normale à la surface, et θ l'angle de la normale avec la direction de diffusion. Cette loi exprime que la lumière est diffusée de façon isotropique, indépendamment de la direction dans laquelle on observe le rayonnement. Si l'on observe le rayonnement à une longueur d'onde correspondant à une transition d'un des constituants atmosphériques, on observe une raie d'absorption dans le spectre planétaire. Dans le visible et l'infrarouge proche, les raies correspondent à des transitions de vibration-rotation. Connaissant l'angle que fait le rayonnement incident avec la normale à la surface, on en déduit aisément le nombre de molécules sur la ligne de visée. La comparaison des intensités de plusieurs raies d'absorption du même constituant fournit une estimation de la température moyenne du milieu ; si la résolution spectrale de l'instrument est suffisante, la mesure de la largeur de la raie fournit une estimation de la pression moyenne du milieu, dans la mesure où

celui-ci est suffisamment dense pour que la raie soit élargie par pression. Dans le cas d'une mesure à faible résolution spectrale, la température moyenne peut être déduite de la forme générale de la bande d'absorption. Dans le cas d'une atmosphère très dense, le problème se complique cependant à cause des phénomènes de diffusion. Le rayonnement ne se propage plus en ligne droite dans l'atmosphère, mais est diffusé soit par les molécules (diffusion Rayleigh), soit par les particules solides en suspension dans l'atmosphère ou présentes dans les nuages. La construction d'un modèle atmosphérique nécessite donc que l'on connaisse, pour chaque type de particule diffusante, sa densité, sa répartition en fonction de l'altitude, ses coefficients d'absorption et d'extinction, et son indicatrice de diffusion (c'est-à-dire la répartition du flux émergeant en fonction de l'angle de diffusion). En l'absence d'information sur toutes ces données, on a longtemps utilisé le modèle dit de la « couche réfléchissante » (RLM, pour *reflecting layer model*) dans lequel une couche nuageuse dense était assimilée à une surface surmontée d'une atmosphère claire, sans diffusion. Cette méthode simple a donné, dans un certain nombre de cas, de bons résultats qualitatifs. C'est le cas, en particulier, pour la mesure de l'abondance du méthane dans l'atmosphère des planètes géantes.

La composante thermique

Cette composante est plus difficile à analyser, puisqu'elle est située dans l'infrarouge, moins aisément observable que le domaine visible. L'atmosphère terrestre est en effet opaque au rayonnement infrarouge, en dehors de quelques « fenêtres » localisées (4,7-5,2 μm ; 7-13 μm ; 20 μm). Elle présente en revanche l'avantage d'être plus facile à étudier d'un point de vue théorique, car le rayonnement infrarouge est moins affecté par la diffusion que les rayonnements UV et visible. En effet, d'après la théorie de Mie, applicable dès que la longueur d'onde devient comparable à la taille des particules, le coefficient d'extinction par diffusion est inversement proportionnel à la longueur d'onde. On peut donc avec une bonne approximation négliger les phénomènes de diffusion et calculer le flux émergeant à une fréquence ν dans l'hypothèse de ETL (équilibre thermodynamique local) selon l'équation de transfert :

$$\Phi_\nu = \int_\mu \int_{z_o}^{\infty} B(z,\nu)\, e^{-\tau_\nu(z)/\mu} d\tau(\mu)/\mu. \tag{3.7}$$

L'altitude z_o peut se référer à l'altitude de la surface, dans le cas d'une atmosphère ténue, ou à un niveau suffisamment profond pour que la quantité

$$e^{-\tau(z_o)/\mu} \tag{3.8}$$

soit négligeable : c'est le cas des atmosphères denses, en particulier celles des planètes géantes.

Un paramètre commode pour mesurer Φ_ν est la température de brillance $T_B(\nu)$; c'est la température du corps noir qui émettrait le même flux à la fré-

quence considérée. La théorie du transfert radiatif montre qu'il existe une relation simple entre la température de brillance et l'épaisseur optique $\tau_\nu(z)$; c'est l'approximation de Barbier-Eddington :

– dans le cas de l'intensité spécifique émise le long de la verticale, la température de brillance est, en première approximation, la température de la couche atmosphérique pour laquelle l'épaisseur optique est égale à 1 ;

– dans le cas du flux émis par l'ensemble d'un disque (donc intégré sur l'angle θ), la température de brillance est, en première approximation, la température de la couche atmosphérique pour laquelle l'épaisseur optique est égale à 0,66.

En d'autres termes, on voit que le rayonnement reçu à une fréquence donnée provient essentiellement d'une couche atmosphérique bien déterminée, définie par son épaisseur optique. Cette couche est aussi celle pour laquelle la fonction poids définie par

$$\mathrm{FP}(\nu, z) = e^{-\tau_\nu(z)/\mu} \cdot \frac{1}{\mu} \frac{d\tau_\nu(z)}{dz} \tag{3.9}$$

est maximale ; en effet, le flux peut s'exprimer en fonction de $\mathrm{FP}(\nu, z)$:

$$\Phi_\nu = \int_\nu \int_{z_o}^{\infty} B(\nu, z)\, \mathrm{FP}(\nu, z)\, dz. \tag{3.10}$$

Dans le cas d'une atmosphère présentant un gradient de température qui change de signe avec l'altitude, le spectre infrarouge peut présenter des raies moléculaires, soit en émission (si le gradient est positif), soit en absorption (si le gradient est négatif), selon l'intensité de la raie considérée et selon l'abondance et la distribution du gaz absorbant (voir fig. 3-3).

En pratique, on se donne le profil thermique de la planète et on détermine l'abondance et la distribution verticale des constituants mineurs détectés spectroscopiquement dans les spectres infrarouges planétaires, par comparaison entre les observations et des jeux de modèles synthétiques.

Émission par fluorescence dans les atmosphères et les ionosphères

Lorsqu'un constituant atmosphérique (ion, atome, radical ou molécule) passe de l'état fondamental à un état excité, par absorption d'un photon solaire (UV, visible ou IR) ou par l'effet de précipitations particulaires, il peut soit retomber directement à l'état fondamental par émission d'un photon à la même longueur d'onde, soit retomber à l'état fondamental par cascade à travers une série de niveaux d'énergie intermédiaires. Dans le premier cas, il y a fluorescence résonante : on observe dans le spectre de l'objet une raie d'émission à la longueur d'onde correspondant à la transition considérée. Dans le second cas, on observe un spectre de raies de fluorescence à des longueurs d'onde supérieures à celle de la source d'excitation ; ces longueurs d'onde sont telles que la somme des énergies des transitions correspondantes est égale à l'énergie de la transition qui a produit l'excitation.

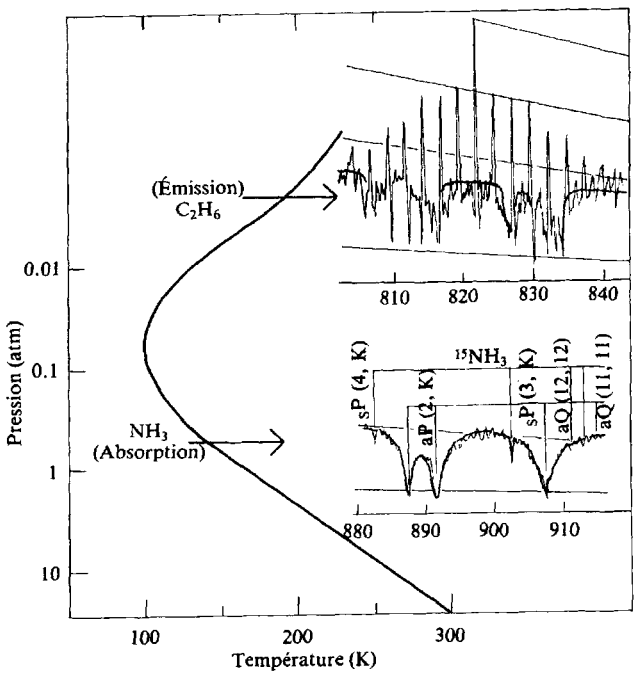


FIG. 3-3 – Mécanisme de formation de raies spectrales dans une atmosphère planétaire. (D'après Th. Encrenaz, *Space Science Reviews*, 38, 35, D. Reidel Publishing Company, 1984.

Pour les objets du système solaire, la source de pompage est essentiellement le flux solaire. Dans le cas de la fluorescence, le taux de pompage en s^{-1} s'exprime comme suit :

$$g_{si} = \frac{\Omega_\odot}{4\pi} \frac{\omega_s}{\omega_i} A_{si} \left(e^{h\nu/kT_S} - 1\right)^{-1} \tag{3.11}$$

Ω_s est l'angle solide sous lequel est vu le Soleil, et T_S est sa température de brillance ; ω_s et ω_i sont les poids statistiques respectifs des niveaux supérieur et inférieur de la transition, A_{si} en s^{-1} est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée de la transition et ν est la fréquence de la transition, en Hz ; l'intensité de la raie d'émission est alors donnée par la formule suivante :

$$I = g_{si} \cdot h\nu N \tag{3.12}$$

dans laquelle N est le nombre d'atomes (ou d'ions, ou de molécules) sur la ligne de visée.

Les spectres de fluorescence sont surtout observés dans l'UV et le visible : cela est dû à la forme du spectre solaire qui est la source principale d'excitation. C'est le cas des ionosphères et des atmosphères supérieures des planètes géantes ; c'est

aussi le cas des comètes. Une émission particulièrement remarquable est celle de Lyα, à 1 216 Å. Dans le cas des comètes, la théorie prévoit que des raies de fluorescence moléculaires peuvent être observables dans les spectres infrarouges cométaires, si la résolution spectrale est suffisante. De telles émissions ont été observées sur la comète de Halley ainsi que sur plusieurs autres comètes brillantes, en particulier Hale-Bopp (voir chapitre 11).

Physico-chimie des surfaces et des poussières

Dans le cas des objets éloignés de la Terre dont la surface n'a pas encore été explorée par des sondes spatiales, la spectroscopie à distance reste un moyen puissant pour l'étude de la minéralogie des sols. Cette méthode utilise les larges signatures spectrales présentes dans les spectres de la lumière solaire réfléchie par la surface du corps considéré ; ces signatures spectrales sont spécifiques de certaines phases minérales. Comme elles ne présentent pas de motifs à haute résolution spectrale, elles sont aisément observables, même sur des objets faibles comme des astéroïdes ou des satellites éloignés. Dans un premier temps, on compare les spectres observés avec les spectres d'échantillons de laboratoire, en particulier diverses météorites ; dans une seconde étape, on identifie les signatures spectrales comme diagnostics de la présence d'une phase minérale particulière. Dans le cas des glaces, les spectres peuvent présenter des motifs à plus haute résolution spectrale. La nature des glaces à la surface des satellites galiléens a été analysée par la sonde *Galileo* ; l'analyse depuis la Terre du spectre infrarouge de Triton et Pluton est devenue possible avec la mise en service des grands télescopes.

L'étude spectroscopique de la poussière est plus complexe. En effet, l'intensité du flux observé à une longueur d'onde donnée (qu'il s'agisse du flux solaire réfléchi ou du flux thermique) ne dépend plus seulement de la composition du grain mais aussi de sa taille ; lorsque celle-ci est d'un ordre de grandeur comparable à la longueur d'onde elle-même (c'est-à-dire de quelques dixièmes à quelques dizaines de microns), la diffusion devient très importante. Le problème peut être traité, par la théorie de Mie, si les paramètres de diffusion et de réfraction sont connus. Ainsi, la bande d'émission des silicates à 10 μm est visible ou non dans le spectre de la poussière cométaire, selon la taille des particules.

3.2.2 Analyse du rayonnement en fonction de l'angle de phase

Comme le rayonnement reçu des poussières est dominé par les processus de diffusion, un moyen puissant d'étude des matériaux diffuseurs consiste à mesurer le flux reçu en fonction de l'angle de phase. Cette méthode a permis l'étude de la poussière zodiacale, de la poussière cométaire mais aussi des nuages et des aérosols présents dans les atmosphères planétaires. On accède ainsi à une estimation des paramètres de diffusion des particules, et à une information sur leur densité,

leur taille et leur composition. D'une manière similaire, la variation avec l'angle de phase de la polarisation de la lumière diffusée est reliée à l'albédo moyen de la surface du corps étudié.

3.2.3 Analyse de la structure thermique d'une atmosphère par la méthode d'occultation stellaire

Lorsqu'une planète passe devant une étoile suffisamment brillante (d'une magnitude visuelle de l'ordre de 10 ou inférieure), il est possible d'étudier les propriétés physico-chimiques de son atmosphère en analysant les courbes de lumière de l'étoile lors de l'immersion et lors de l'émersion, lorsque l'étoile traverse l'atmosphère de la planète. La lumière stellaire est déviée par la réfraction atmosphérique (fig. 3-4) ; en inversant la courbe de lumière, il est possible de remonter à l'indice de réfraction atmosphérique ; si la masse moléculaire moyenne est par ailleurs connue, on peut obtenir le profil de température en fonction de l'altitude. Dans le cas des planètes géantes, seule la haute atmosphère peut être analysée depuis la Terre ; plusieurs observations ont été faites dans les domaines visible et infrarouge proche. Des expériences de radio-occultation ont également été faites sur les planètes depuis les sondes spatiales.

3.2.4 Analyse *in situ*

L'analyse directe des grains à partir d'échantillons n'est pas récente puisqu'elle a commencé avec l'étude des météorites. L'avènement de l'ère spatiale a élargi ce domaine de recherche, d'abord grâce aux retours d'échantillons lunaires, puis par

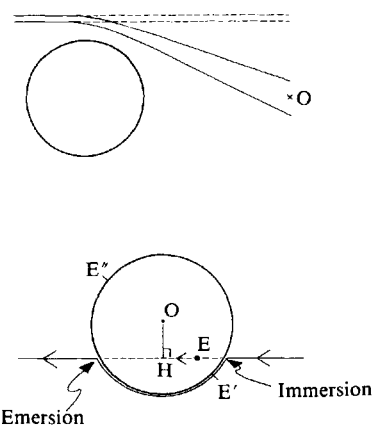


FIG. 3-4 – Analyse d'une atmosphère par la méthode d'occultation stellaire: réfraction par une atmosphère planétaire. O est le centre de la planète, E est l'étoile, dont le flux est observé en E′ et E″. OH est le paramètre d'impact.

l'analyse du sol de Mars et de Vénus. Les sondes spatiales ont aussi permis l'étude directe de l'atmosphère des planètes intérieures.

L'atmosphère des planètes telluriques

Plusieurs programmes spatiaux ont eu pour objet l'étude *in situ* de l'atmosphère des planètes telluriques, en particulier *Venera* et *Pioneer* sur Vénus, *Viking*, *Phobos* et *Mars Global Surveyor* sur Mars. Le véhicule spatial se compose d'un vaisseau porteur, l'orbiteur, accompagné dans certains cas d'une soude plus petite, lâchée par l'orbiteur, qui plonge dans l'atmosphère planétaire ; dans le cas de Vénus, des ballons ont également été lâchés dans l'atmosphère. Les mesures sont transmises par télémétrie pendant la descente. L'instrumentation de ce type de sonde peut comporter un radar pour l'altimétrie, des sondes de température et de pression, un ou plusieurs spectromètres de masse, un chromatographe chimique des gaz atmosphériques, un néphélométre pour étudier la localisation et la composition des nuages.

Dans le cas de Mars et de Vénus, on a ainsi pu mesurer avec une grande précision le profil thermique en quelques points de chaque planète, et mesurer à différentes altitudes la pression atmosphérique et les rapports de mélange des constituants atmosphériques.

Méthodes physiques d'analyse des surfaces planétaires par des sondes spatiales

La détermination de la composition chimique du sol d'un corps planétaire s'effectue à partir de l'analyse en énergie du rayonnement ou des particules émis par ces surfaces. Selon les cas, cette émission est provoquée par du rayonnement ou des particules d'origine solaire ou cosmique ou par le rayonnement propre des planètes. Dans certains cas, il est nécessaire de stimuler cette émission par une irradiation *in situ*, à l'aide de canons à ions, de lasers ou de sources radioactives. Nous allons décrire brièvement quelques-unes des techniques qui ont été couramment utilisées, et qui ont fait l'objet de propositions d'expérimentation pour les années à venir.

L'analyse par spectroscopie X

Lorsqu'un échantillon de matière est bombardé par des particules ou du rayonnement énergétiques, il émet un rayonnement X dont l'énergie est représentative des transitions électroniques induites. L'analyse en énergie de ce rayonnement permet d'avoir accès à la composition élémentaire du sol analysé. Compte tenu du parcours moyen des rayons X dans la matière, cette analyse porte sur les quelques micromètres superficiels du sol. Dans le cas des corps planétaires dépourvus

d'atmosphère, le rayonnement X solaire suffit à induire de telles transitions. Un détecteur en orbite permet donc de recueillir le rayonnement X secondaire. Cette propriété a notamment été utilisée lors des vols *Apollo 15* et *16*, où le module en orbite a procédé à l'analyse de la surface lunaire grâce à trois compteurs proportionnels remplis d'un mélange d'argon, de gaz carbonique et d'hélium, et dont les fenêtres étaient constituées de feuilles de Be de 25 μm d'épaisseur. La résolution en énergie et la sensibilité de ces détecteurs ont permis de déterminer la composition en Al, Mg et Si du sol au voisinage de l'équateur lunaire, avec une résolution spatiale d'une vingtaine de kilomètres. En particulier, ces analyses ont permis de caractériser la succession des mers et des continents lunaires, les seconds étant caractérisés par un rapport Al/Si élevé, en raison de la présence massive de feldspath, par opposition aux mers lunaires riches en basaltes, au rapport Al/Si faible corrélé à une teneur élevée en Mg.

En raison de sa grande fiabilité, la spectroscopie X a également été utilisée pour déterminer la composition du sol de Mars, ainsi que celui de Vénus, depuis les sondes d'atterrissage *Viking 1* et *2* (Mars) ainsi que *Venera 13*, *Venera 14* et *Vega* (Vénus). L'atmosphère de ces deux planètes est opaque au rayonnement X solaire, ce qui a imposé de stimuler l'émission par des sources radioactives. Les sondes américaines *Viking* ont emporté chacune une source de ^{55}Fe et une de ^{109}Cd ; pour les engins soviétiques *Venera*, il s'agissait de sources de ^{55}Fe et de ^{238}Pu. Dans les deux cas, les instruments ont ainsi mesuré la composition minéralogique des échantillons prélevés jusqu'à des concentrations voisines du centième, avec une précision de 10 à 30 %.

L'analyse par spectroscopie γ

En général, une surface planétaire émet un rayonnement γ ayant deux origines principales. La première est la désintégration naturelle des éléments radioactifs à longue période (U, Th, K). Par exemple, la transformation de ^{40}K en ^{40}A conduit à l'émission d'un rayonnement d'énergie 1,46 MeV, de même que la désintégration de ^{208}Th, qui provient lui-même de celle de ^{238}Th, provoque une émission à 2,62 MeV. La seconde origine possible de l'émission résulte de l'irradiation du sol par le rayonnement cosmique de grande énergie, c'est-à-dire essentiellement le rayonnement cosmique galactique. Le processus général est le suivant : les protons de 10^8 à 10^9 eV produisent des neutrons par interaction avec les éléments constitutifs du sol : Mg, Al, Si... Ces neutrons réagissent à leur tour avec les atomes des grains, soit par diffusion inélastique, soit par capture. Dans le premier cas, ils excitent ces atomes qui émettent des rayons γ caractéristiques en se désexcitant, tel Fe à 0,84 MeV. Dans le second cas, l'énergie de liaison est libérée notamment sous forme de γ (pour Fe, ce rayonnement est à 7,64 MeV). La spectrométrie permet donc de caractériser la composition du sol, d'une part du point de vue de ses éléments radioactifs, d'autre part du point de vue de ses éléments majeurs. La profondeur du sol analysé, correspondant à la profondeur caractéristique de diffu-

sion des rayons γ, est de quelques cm. Elle a été utilisée pour l'analyse en orbite du sol lunaire depuis les modules *Apollo*, ainsi que pour celle du sol vénusien à partir des sondes *Venera*, et plus récemment pour celle du sol de Mars à partir de *Mars Odyssey*.

L'analyse par spectrométrie infrarouge

Les spectroscopies UV et visible d'un échantillon de poussière ne font apparaître que peu de signatures spectrales caractéristiques de la composition. En revanche, le domaine infrarouge, depuis l'IR proche (0,8 μm), jusqu'à l'IR moyen (environ 20 μm), couvre une région spectrale contenant de très nombreuses signatures des constituants minéralogiques. En premier lieu, il s'agit des transitions moléculaires associées aux modes de vibration-rotation des liaisons les plus abondantes. Ainsi, un silicate présente une structure caractéristique avec une bande principale, centrée au voisinage de 10 μm, accompagnée d'une bande secondaire située près de 18 μm. Il s'agit de bandes larges (quelques dixièmes de microns) par opposition aux bandes fines des transitions moléculaires que l'on observe pour des constituants gazeux. La position du centre de bande, mesurée avec une précision de 0,1 μm environ, permet de déterminer la stœchiométrie du minéral analysé, une variation du rapport SiO/SiO_2 entraînant par exemple une variation de cette position de 9,7 μm (SiO pur) à 10,3 μm (SiO_2 pur). Plus généralement, les caractéristiques de cette bande à 10 μm permettent de discriminer les grandes familles de silicates. Cependant, cette identification est plus aisée dans le proche infrarouge. Dans le chapitre 7, la figure 7-6 indique en effet que dans le domaine 0,8-2 μm, les principaux silicates font apparaître une structure en absorption, dont la position et la forme permettent l'identification immédiate. Tandis que le pyroxène présente une bande étroite à 1 μm et une bande large à 2 μm, l'olivine induit une bande asymétrique entre 1 et 1,5 μm, et le feldspath une bande à 1,25 μm. La bande à 2 μm qui apparaît sur le spectre du pyroxène est due, semble-t-il, à l'existence de fer sous la forme Fe^{++}, c'est-à-dire celle d'oxyde de fer FeO. On a en particulier montré que le rapport d'intensité des bandes à 2 μm et à 1 μm est directement corrélé à la teneur relative de ce corps en pyroxène. Indiquons enfin que la présence d'eau dans un échantillon analysé se signale par l'existence d'une bande centrée au voisinage de 3 μm, comme on le voit sur la figure 10-5 du chapitre 10. Au total, un pouvoir de résolution spectrale voisin de 30 est suffisant pour réaliser la spectroscopie à distance d'un sol planétaire conduisant à la détermination de sa composition minéralogique.

Matière extraterrestre

Avant même le début de l'ère spatiale, l'analyse de la matière extraterrestre collectée sur la Terre a été pratiquée, et ce, depuis près d'un siècle : environ 500 tonnes de météorites ont été identifiées sur Terre. Actuellement, l'essentiel

des collectes météoritiques est effectué à la surface des calottes polaires, où les météorites ont été conservées dans la glace et protégées de la pollution atmosphérique ; une autre source importante de prélèvements se trouve au Sahara. L'analyse chimique des échantillons s'est considérablement développée grâce aux progrès réalisés dans les mesures isotopiques au laboratoire. Les rapports isotopiques des météorites, mesurés par spectroscopie de masse, nous renseignent sur l'âge des météorites, ainsi que sur l'intensité du rayonnement cosmique en différents endroits et à différents moments de l'histoire du système solaire.

Les grains interplanétaires de dimensions supérieures à une centaine de microns se volatilisent lors de la traversée de l'atmosphère terrestre (étoiles filantes). Les grains les plus petits subissent une décélération jusqu'à la base de la stratosphère, où ils peuvent être collectés à l'aide d'avions volant à des altitudes de 15 à 20 km. Des collectes ont aussi été réalisées à bord d'engins spatiaux (*Saliout*, *Mir*) ; on a alors accès aux grains avant leur décélération dans l'atmosphère terrestre. D'autres collectes systématiques ont été menées au niveau du sol, en particulier dans les glaces polaires et au Sahara.

Notons enfin que plusieurs missions spatiales ont été conçues pour rapporter sur Terre des échantillons de matière extraterrestre : la mission *Stardust*, lancée en 1999, prévoit le retour de grains cométaires pour 2006 (voir section 13-5) ; *Muses-C*, dont le lancement est prévu pour 2003, devrait rapporter des échantillons de l'astéroïde 1998 SF36. À plus long terme, un ambitieux programme international d'exploration de Mars prévoit le retour d'échantillons martiens pour le courant de la décennie 2010.

3.3 Analyse des plasmas et des champs magnétiques

Qu'il s'agisse du milieu interplanétaire ou des enveloppes ionisées des différents corps du système solaire, les méthodes d'observation se divisent, elles aussi, entre expériences au sol et expériences spatiales.

3.3.1 Observations au sol

Si le cycle solaire peut être surveillé par des observations optiques (flux, nombre de taches), et le champ magnétique solaire obtenu à partir de mesures polarimétriques, par effet Hanlé ou Zeeman, la surveillance à partir du sol des éruptions solaires et de l'activité dans le vent solaire se fait surtout dans le domaine radio.

Aux longueurs d'onde centimétriques et décimétriques, le flux provient du rayonnement synchrotron d'électrons spiralant à grande vitesse autour des lignes de force du champ magnétique dans les boucles éruptives. Vers les longueurs d'ondes plus grandes, métriques et décamétriques, des faisceaux d'électrons accélérés à plusieurs dizaines de milliers de km/s excitent la couronne et le milieu

interplanétaire sur leur passage, au fondamental ou à l'harmonique de la fréquence de plasma[2] locale, générant des sursauts radio dits « de type III » qui glissent rapidement des hautes vers les basses fréquences. Les éjections de matière coronale, accompagnées de chocs se propageant à 1 000-2 000 km/s à travers la couronne et le vent solaire, produisent des émissions analogues (dites « de type II »), mais dont les fréquences dérivent beaucoup plus lentement que les précédentes.

La radioastronomie joue également un rôle important dans l'étude des objets magnétisés du système solaire. Le champ magnétique de Jupiter a été découvert en 1955, et son intensité a été estimée par l'observation d'intenses sursauts radio décamétriques associés aux précipitations électroniques aurorales. Le rayonnement synchrotron de Jupiter, observé en ondes centimétriques et décimétriques, permet de « visualiser » à distance la topologie du champ magnétique planétaire (voir figure 8-25 du chapitre 8).

L'activité magnétosphérique aurorale de Jupiter et Saturne peut également être étudiée par spectroscopie. Cette activité se caractérise par des émissions intenses, non thermiques, localisées au voisinage des pôles magnétiques. Les longueurs d'ondes émises correspondent aux transitions de constituants de la haute atmosphère excités par collision avec les particules chargées précipitant le long des lignes de champ magnétique, ou par chauffage (par exemple en infrarouge, raies d'émission de H_3^+ entre 2 et 5 μm).

Plus généralement, les enveloppes ionisées des objets du système solaire s'analysent par spectroscopie classique à distance, essentiellement dans les domaines visible et ultraviolet (ce dernier domaine n'étant accessible que de l'espace – voir ci-après).

3.3.2 Observations spatiales

L'avènement des observations spatiales a permis d'une part d'aller étudier *in situ* les constituants du système solaire, suffisamment proches pour être accessibles en moins de quelques années de voyage avec les techniques de propulsion actuelles, et d'autre part d'installer en orbite des télescopes donnant accès aux gammes spectrales inaccessibles à partir du sol, comme les rayonnements X et UV absorbés par l'atmosphère, et les ondes radio de très basse fréquence réfléchies par l'ionosphère[3].

---

2. La fréquence plasma (électronique) est la fréquence des oscillations naturelles des électrons d'un plasma suite à une perturbation quelconque. Elle s'exprime :

$$f_{pe} = (1/2\pi)\ (N\ e^2/\varepsilon_o\ m) \quad \text{soit} \quad f_{pe}(kHz) \approx 9\ N^{1/2}$$

avec N la densité électronique (en cm^{-3}), e la charge électronique, m la masse électronique, et ε_o la permittivité diélectrique du vide. Les ondes radio de fréquence $f \leq f_{pe}$ sont réfléchies par le plasma et ne peuvent pas s'y propager.

3. Cf. note 2, ci-dessus.

Ainsi, le satellite X *Yohkoh* a donné accès à la surveillance de l'activité chromosphérique et coronale solaire *via* l'imagerie des régions actives denses et des trous coronaux, tandis que l'observatoire héliosphérique *Soho* observe en permanence le Soleil, son activité, et ses éjections de masse en optique et en UV. Des observatoires « généralistes », comme le télescope à rayons X *Chandra*, consacrent une partie de leur temps d'observation à des objectifs planétaires, comme l'imagerie des aurores de Jupiter. Mais c'est le télescope spatial *Hubble* qui a permis d'obtenir en UV les images les plus marquantes des aurores de Jupiter et de Saturne (principalement dans la raie Lyman-α de l'hydrogène à 121,6 nm, et les bandes de Lyman et Werner de H_2 entre 90 et 170 nm). Dans le domaine des basses fréquences radio, les observations satellitaires donnent accès à la partie des sursauts solaires générée dans le milieu interplanétaire, et aux émissions radio aurorales de toutes les planètes magnétisées (en particulier celle de la Terre, indétectable depuis le sol du fait de la coupure ionosphérique et découverte depuis un satellite russe, *Elektron*, en 1964).

En ce qui concerne les mesures *in situ*, de nombreuses missions spatiales ont mesuré les caractéristiques du vent solaire (densité et température des protons et des électrons, champ magnétique interplanétaire) après que les premières missions *Luna 1* et *2* et *Explorer* 10 eurent démontré son existence au début des années 1960. Le vent solaire a été analysé à des distances héliocentriques allant de 0,5 ua jusqu'à plusieurs dizaines d'ua dans le plan de l'écliptique. La sonde spatiale *Ulysse* a permis en 1994-1995 et 2000-2001 l'observation du vent solaire hors du plan de l'écliptique et en particulier au-dessus des pôles solaires.

Les environnements ionisés et magnétisés de toutes les planètes du système solaire, à l'exception de Pluton, ont été explorés par des sondes spatiales. Les sondes *Pioneer 10* et *11*, et *Voyager 1* et *2*, ont permis de construire des modèles des champs magnétiques de Jupiter et Saturne et d'y cartographier la densité et la composition du plasma, ainsi que les courants et les flux de particules énergétiques. En particulier, la mission *Voyager* a mis en évidence dans la magnétosphère jovienne l'existence d'un tore de plasma le long de l'orbite du satellite volcanique Io. Elle a montré, notamment dans le cas de Saturne, l'influence des anneaux et des satellites sur la dynamique des flux de particules très énergétiques piégées dans la magnétosphère (les ceintures de « radiations », à l'origine de l'émission synchrotron, quasi absente autour de Saturne). Enfin, c'est le magnétomètre de la sonde *Voyager 2* qui a permis de découvrir la configuration particulière – très inclinée – des champs magnétiques d'Uranus et de Neptune.

La magnétosphère de Jupiter a été à nouveau explorée en détails par la mission *Galileo* et les survols d'*Ulysse* et de *Cassini*, dont les instrumentations sont plus modernes et performantes. *Cassini* a également survolé Vénus et traversé son ionosphère, précédemment explorée par les sondes *Venera* et *Pioneer-Venus*. Cette mission va réexplorer en profondeur (à partir de 2004) le système de Saturne et sa magnétosphère. La mission *Mars Global Surveyor*, en 1997, a permis la première cartographie extensive du champ magnétique martien. Quant à la mini-magnétosphère de Mercure, nos seules connaissances proviennent des

trois survols de *Mariner 10* en 1974-1975, mais elle devrait être réexplorée dans quelques années par les missions *Messenger* puis *Bepi Colombo*. Évidemment, c'est la magnétosphère de la Terre qui a été l'objet du plus grand nombre d'études *in situ*, par des dizaines de satellites, dont la flottille des quatre sondes *Cluster* depuis l'été 2000.

L'analyse *in situ* des plasmas consiste pour l'essentiel en la mesure, pour les électrons et les ions, de la densité et de la température à basse énergie. Elle vise aussi à obtenir le spectre en énergie et si possible la distribution angulaire des vitesses, et en outre pour les ions la composition ionique et la distribution d'énergie par charge ou par masse. Ces mesures sont réalisées par divers types de spectromètres de masse, où un champ électrostatique longitudinal (parallèle à l'axe de collimation de l'instrument) constant ou variable est généralement utilisé pour sélectionner le type de particule et la gamme d'énergie à mesurer, tandis qu'un champ électrostatique transverse (ou un champ magnétique) assure la déflexion des particules incidentes et la sélection des espèces d'ions. Avec l'amélioration de leur sensibilité, les premiers analyseurs de courants (coupe de Faraday, etc.) ont évolué vers le comptage de particules individuelles. Les analyseurs modernes utilisent en outre des techniques d'accélération du plasma incident (pour diminuer le seuil de détection en énergie), et de mesure du « temps de vol » (pour déterminer la vitesse des ions). Les détecteurs sont des galettes de micro-canaux ou des détecteurs *solid-state*, semi-conducteurs produisant par cascade une différence de potentiel proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. La distribution angulaire des particules est mesurée par division de la collimation en secteurs multiples ou par rotation du satellite ou de l'analyseur. La difficulté est de réaliser une mesure complète (sur 4π stéradians) de la distribution angulaire des vitesses des particules en un temps court, durant lequel le satellite n'aura pas quitté la région étudiée.

Aux faibles énergies, le satellite chargé en surface par l'émission de photoélectrons et la collecte de plasma crée une « gaine » qui perturbe le plasma ambiant. Les techniques de mesure sont donc plus délicates. Diverses sondes (de Langmuir, électrostatique, quadrupolaire à impédance mutuelle) tentent de mesurer la caractéristique tension-courant du satellite plongé dans le plasma ou la résistivité de ce dernier, et d'en déduire la densité et la température électroniques, voire les fluctuations de densité et la vitesse de dérive des particules dans les champs électrique et magnétique magnétosphériques. Une technique performante largement utilisée est la spectroscopie du bruit « quasi thermique », c'est-à-dire des fluctuations de potentiel induites aux bornes d'une antenne par l'agitation quasi thermique du plasma ambiant. Moins sensible aux effets de gaine car sondant un grand volume de plasma, elle donne accès aux densités et températures des électrons froids et chauds, ainsi qu'à la vitesse des ions ambiants.

La mesure des champs magnétiques fait appel à des magnétomètres scalaires donnant le module $|B|$ du champ magnétique constant ambiant, et à des magnétomètres vectoriels permettant de mesurer $(B \times \cos\theta)$ où θ est l'angle entre le champ ambiant et l'axe de l'instrument. Les mesures des magnétomètres scalaires

sont des mesures de fréquence. L'évolution des techniques utilisées correspond à une augmentation de la sensibilité en Hz/nT : de la précession libre du proton, analogue à la résonance magnétique nucléaire (où la mesure de $\mu_B B/L$, avec μ_B le moment magnétique et L le moment angulaire, donne B avec une sensibilité de 0,04 Hz/nT), à la précession du moment magnétique de l'électron externe des métaux alcalins (mesure de type « effet Zeeman », à 3-7 Hz/nT), à la variation des propriétés optiques d'un gaz de ^{4}He en fonction de la polarisation de ses électrons (qui revient à une mesure de gyrofréquence électronique, à 28 Hz/nT). Les mesures vectorielles font généralement appel à un bobinage parcouru par un courant oscillant. Dans les magnétomètres de type « fluxgate », un matériau magnétiquement perméable est excité par ce courant, et le 2^e harmonique de l'excitation, amplifié par la projection $B \times \cos\theta$ du champ externe, est mesuré sous forme d'une différence de potentiel proportionnelle à $B \times \cos\theta$. D'autres types d'instruments incluent un magnétomètre scalaire dans un bobinage et procèdent par annulation du champ externe.

La mesure des champs électriques continus correspond généralement à celle d'une différence de potentiel entre deux sphères conductrices. Toutes les mesures continues (électriques et magnétiques) sont bien sûr rendues difficiles par la rotation du satellite quand elle existe.

Les « ondes de plasmas » sont les fluctuations électrostatiques ou électromagnétiques mesurées *in situ* ou après propagation à faible distance – généralement guidée par le champ magnétique ou les gradients du plasma magnétosphérique –, dans une large gamme de fréquences, des plus basses fréquences cyclotron ioniques à la fréquence plasma électronique du milieu. Les récepteurs sont des voltmètres très sensibles, et les senseurs sont destinés à convertir le champ électrique E (ou éventuellement le champ magnétique B) de l'onde en différence de potentiel ΔV. Les senseurs électriques sont des antennes dipolaires formées de deux sphères, deux fils, ou un fil et son image par réflexion sur le corps conducteur du satellite (qui permettent de mesurer $\Delta V = L \times E$, où L est la dimension caractéristique de l'antenne). Un seul dipôle permet de mesurer l'intensité totale des ondes incidentes. Deux dipôles donnent de surcroît des indications sur leur polarisation. Trois dipôles permettent, *via* la mesure des corrélations croisées de leurs réponses, de déterminer complètement la polarisation de l'onde et sa direction de propagation (vecteur k). Les antennes magnétiques sont des boucles ou des bobinages qui exploitent l'effet Faraday en mesurant une différence de potentiel : $\Delta V = N \times d\phi/dt$, où N est le nombre de tours du bobinage et ϕ le flux magnétique intercepté : $\phi = \int B \cdot dA$, avec dA l'élément d'aire orientée de la boucle ou du bobinage). Les méthodes de réception font appel à l'hétérodynage (conversion à fréquence voisine de zéro avant détection, *via* l'utilisation d'un oscillateur local), et à une sélection spectrale par filtres, multicanaux, balayage spectral, numérisation de la forme d'onde et analyse numérique, ou une combinaison de ces techniques. Dans tous les dispositifs embarqués, on tend vers une numérisation du signal au plus près des senseurs, pour profiter des capacités des calculateurs embarqués, réduire les bruits instrumentaux et augmenter la sensibilité des mesures.

Des techniques de mesure plus avancées, en plein essor, incluent :
– l'interférométrie, visant à mesurer des déphasages entre plusieurs senseurs pour en déduire des vitesses de phase ou d'écoulement ;
– les mesures multipoints (mission *Cluster*), visant à déduire gradient, corrélations, degré et échelle de cohérence entre des mesures simultanées identiques en plusieurs points distincts de l'espace ;
– l'analyse d'échos radio basse fréquence réfléchis par les frontières et gradients de densité magnétosphériques (mission *Image*), qui est une extension très basse fréquence des techniques de sondage radar, rendue plus ardue par la complexité de la propagation des ondes radio basse fréquence dans la magnétosphère.

D'autres techniques de mesures actives ont été utilisées dans l'environnement terrestre, comme la création d'une comète artificielle par lâcher d'un nuage d'ions de baryum (mission *Ampte*) et l'étude de sa dynamique, ou les « canons à électrons » servant à mesurer les champs électrique et magnétique ambiants par mesure du temps de vol et de la dérive des électrons avant re-réception par le satellite, ou à tester l'alignement de deux satellites sur une même ligne de champ magnétique.

La détection d'atomes neutres énergétiques (« ENA », actuellement jusqu'à 70 keV) est une nouvelle technique prometteuse pour l'imagerie des sources d'ions énergétiques (tore de Io, héliopause, etc.). Ces derniers cèdent occasionnellement leur charge à un atome neutre lent ambiant, et se transforment en neutre énergétique qui se propage alors en ligne droite, et peut être détecté à distance. Les instruments correspondants sont apparentés aux détecteurs d'ions, et incluent cibles, mesure de temps de vol, mesure de profil d'impulsion par microcanaux ou détecteurs *solid state*. Ils sont équipés de dispositifs bloquant les ions (champs électrostatiques) et les UV (membranes) incidents, qui peuvent être confondus avec des neutres de même énergie. La sonde *Cassini* emporte le premier télescope à « ENA », nommé *INCA*.

Si toutes les mesures spatiales sont limitées par le débit de données que peuvent échanger le satellite et le sol, les techniques de compression numérique à bord connaissent une sophistication et une utilisation croissante, notamment depuis la panne de l'antenne principale de *Galileo* qui a encouragé leur développement pour sauver la mission.

Chapitre 4

La formation du système solaire

BIEN QUE l'observation des objets du système solaire ait été pratiquée avec une très grande précision depuis l'Antiquité, le problème de l'origine du système solaire ne s'est réellement posé qu'après la révolution copernicienne. Celle-ci, reprenant vingt siècles plus tard la théorie énoncée pour la première fois par Aristarque de Samos, replaçait le Soleil au centre du système. Les premiers modèles de formation ont d'abord tenté, plus ou moins qualitativement, d'expliquer les mouvements observés : *primo*, les orbites des planètes sont très proches du plan de révolution de la Terre ; *secundo*, les orbites des planètes sont quasi circulaires (à l'exception de celles de Pluton et de Mercure) ; *tertio*, les planètes ont toutes le même sens de révolution, qui est celui de la rotation du Soleil. Ces contraintes ont conduit aux théories développées jusqu'au XIX^{e} siècle. À la fin du XIX^{e} siècle et au début du XX^{e}, les théoriciens prirent en compte le problème du moment angulaire : le moment angulaire du Soleil, dont la masse représente 99,8 % de celle de l'ensemble du système solaire, ne représente que 2 % du moment angulaire de l'ensemble des planètes. Enfin, la recherche dans la seconde moitié du XX^{e} siècle a bénéficié de l'apport de nouvelles théories concernant la formation stellaire, ainsi que de nouvelles données concernant la datation et la composition des objets. Tous ces éléments ont permis de dégager un modèle cohérent de formation du système solaire, même si tous les mécanismes physico-chimiques ne sont pas encore compris. Cette théorie se trouve aujourd'hui confrontée à des observations qui permettront de dire si le modèle de formation de planètes élaboré pour le système solaire est aussi valable autour d'autres étoiles. En effet, les environnements d'étoiles jeunes, régions jusqu'alors inexplorées, commencent à êtres observés. Les caractéristiques des nouveaux systèmes planétaires découverts durant la dernière décennie du XX^{e} siècle (chapitre 14) sont aussi un défi pour ce modèle.

4.1 L'histoire des modèles de formation du système solaire

4.1.1 Le modèle copernicien

Parmi les écoles grecques, on trouve un seul précurseur : Aristarque de Samos, environ 280 ans av. J.-C., proposa un système héliocentrique dans lequel les planètes tournaient en orbite circulaire autour du Soleil ; son modèle, en contradiction avec le principe d'immobilisme de la Terre avancé par l'école d'Aristote, tomba dans l'oubli. C'est à Nicolas Copernic (1473-1543) que l'on doit l'avènement de la conception actuelle de l'Univers : *primo*, les planètes tournent autour du Soleil, et également sur elles-mêmes ; *secundo*, les dimensions du système solaire sont négligeables en comparaison de la distance des étoiles.

Le modèle de Copernic, exposé en 1543 dans un volume intitulé *De revolutionibus orbium coelestium libri VI*, ne se serait sans doute pas imposé sans les travaux scientifiques de Kepler, Galilée et Newton. Johann Kepler (1571-1630) – élève de Tycho Brahe (1546-1601), lui-même observateur exceptionnel – découvrit empiriquement les lois qui portent son nom (voir plus haut, section 1.1.1). Galilée (1564-1642), premier utilisateur de la lunette astronomique, réalisa une multitude d'observations planétaires et stellaires qui confirmèrent l'hypothèse de Copernic, et énonça les premiers fondements de la dynamique, notamment le principe d'inertie. Enfin, Isaac Newton (1642-1727) apporta la démonstration mathématique du modèle copernicien en publiant en 1687, dans ses *Principes mathématiques de la philosophie naturelle*, la loi de la gravitation universelle. Cette loi, qui permet de retrouver les lois de Kepler et les résultats de Galilée, constitue le véritable fondement théorique du modèle de Copernic.

4.1.2 Les différentes classes de modèles du XV^{e} au XX^{e} siècle

Les très nombreux modèles élaborés entre le XV^{e} et le XX^{e} siècle essaient de répondre à deux questions : les planètes et le Soleil se sont-ils formés ensemble ? Et les planètes sont-elles constituées de matière issue du Soleil ou de matériau interstellaire ?

Durant des siècles, la seule contrainte que les modèles devaient respecter était la régularité des orbites planétaires, circulaires et coplanaires, et le manque d'observations a longtemps permis une grande diversité d'hypothèses. Puis la connaissance des paramètres orbitaux, de la taille, puis de la composition chimique des corps, a permis de dégager le scénario le plus plausible. Ce scénario sera petit à petit affiné pour expliquer les différentes caractéristiques du système solaire.

Les modèles de turbulence

René Descartes (1596-1650) fut le premier à rechercher une explication scientifique à l'existence du système solaire et à introduire la notion d'évolution. Dans sa *Théorie des vortex* publiée en 1644, Descartes fait l'hypothèse que l'Univers, rempli d'éther et de matière, est agité de mouvements tourbillonnaires de toutes dimensions. Ce modèle, très qualitatif, et dont une des objections majeures est de ne pas privilégier le plan de l'écliptique, fut abandonné avec la découverte des lois de Newton et ne présente plus qu'un intérêt historique. Néanmoins, les concepts de friction et de turbulence introduits par Descartes furent reconsidérés au XX^{e} siècle par de nombreux auteurs (Von Weizsäcker, Ter Haar, Kuiper, Whipple, Mac Crea).

Les théories de marée

La première théorie catastrophique de formation du système solaire fut énoncée par le naturaliste Buffon (1707-1788) qui suggéra que le système solaire était issu d'une éjection de matière solaire provoquée par la collision du Soleil avec une « comète », il y a 70 000 ans (il faut rappeler que la nature et la masse des comètes étaient à l'époque complètement inconnues). L'hypothèse, dénuée de fondement scientifique, ne fut pas retenue, mais plus tard, devant les objections soulevées par le modèle de la nébuleuse, les théories catastrophiques furent étudiées à nouveau. Bickerton en 1880, puis Chamberlain en 1901 et Moulton en 1905, remplacèrent la comète de Buffon par une étoile et expliquèrent la formation des planètes par la condensation de la matière arrachée au Soleil, l'action de la gravitation au moment de la rencontre ayant éjecté un filament de matière solaire qui aurait ensuite tourné autour du Soleil avec un fort mouvement angulaire. La théorie des marées fut ensuite approfondie par Jeans et Jeffreys qui analysèrent quantitativement les effets de l'interaction entre deux étoiles. Cependant, d'autres auteurs objectèrent que la coalescence d'un gros filament en larges masses planétaires était difficilement explicable (Nökle, Russel, Spitzer). Suite à cette controverse, de nouveaux modèles furent proposés. On suggéra que le Soleil avait d'abord fait partie d'un système binaire, les planètes se formant à partir de la seconde étoile (Russel ; Lyttleton ; Hoyle). Plus récemment, Woolfson suggéra la rencontre du Soleil et d'une protoétoile dont un filament se serait condensé en planètes. Ce dernier modèle avait l'avantage de prendre en compte les nouvelles déterminations de la composition chimique et isotopique des planètes, qui montraient à l'évidence que le matériau planétaire provenait d'un milieu froid, et non d'un filament stellaire très chaud.

Les théories d'accrétion

Cette classe de modèles considérait l'éventualité d'une accrétion de matière interstellaire par le Soleil. Pour éviter que cette matière ne s'effondre sur le Soleil,

il faut ajouter la proximité d'une autre étoile ; d'après Schmidt, cette configuration permet la condensation de la matière interstellaire sous forme de planètes. Une autre hypothèse est faite dans les modèles d'Alfvén et Arrhenius : le Soleil aurait rencontré deux nébuleuses, l'une formée de grains non volatils d'où seraient issues les planètes intérieures, et l'autre formée d'hydrogène, d'où proviendraient les planètes géantes. Selon Alfvén, les collisions entre particules devaient conduire à la formation de jets à partir desquels auraient pu se former les planètes.

La théorie de la nébuleuse

Le concept d'une nébuleuse primitive, à partir de laquelle seraient nés le Soleil et son système, fut énoncé d'abord par Kant (1724-1804) et Laplace (1749-1827). Selon Laplace, la nébuleuse se contracte sous l'effet de la gravitation, sa vitesse de rotation augmente jusqu'à ce qu'elle s'effondre en un disque ; ensuite, des anneaux de matière se détachent et se condensent en planètes et satellites.

Ce modèle avait le mérite d'expliquer tous les phénomènes observationnels connus au XVIII^{e} siècle, qui touchaient aux mouvements des planètes ; c'est la raison pour laquelle il échappa un certain temps à la critique. Des objections apparurent à la fin du XIX^{e} siècle. D'abord, comme l'a montré Maxwell (1831-1879), il est difficile dans ce modèle simple d'expliquer l'accrétion d'une planète à partir d'un anneau de matière. La seconde objection est le problème du moment angulaire, trop faible, du Soleil. Au cours du XX^{e} siècle, de nombreux auteurs vinrent introduire des modifications à la théorie de Laplace et la rendirent plus complexe, de façon à pouvoir lever les objections qu'elle suscitait.

Le schéma adopté aujourd'hui pour la formation du système solaire est issu de ces travaux, qui ont fait l'objet d'un grand nombre de publications.

Dans les années 1960, les modèles de formation peuvent se classer en deux grandes catégories :

– Le modèle de la nébuleuse massive (Cameron) considère un disque d'environ une masse solaire. Dans ce modèle, les planètes se forment directement à partir de la nébuleuse gazeuse par instabilités gravitationnelles ; une large fraction du disque (85 %) est ensuite balayée par le vent solaire en un temps très court (10^5 ans) et l'essentiel de la masse restante est accrété par le Soleil.

– Le modèle de la nébuleuse de faible masse (Safronov) dans lequel la masse du disque après effondrement est de l'ordre de 10^{-2} masse solaire. Le disque se refroidit, la poussière s'accumule dans le plan médian et forme des planétésimaux de quelques kilomètres qui s'agglomèrent ensuite pour former des corps plus massifs, les planétoïdes. Le gaz est éjecté de la nébuleuse, il entraîne les poussières et abandonne dans le disque les corps de taille supérieure au kilomètre. Seuls les planétoïdes assez massifs peuvent retenir du gaz.

Durant la fin du XX^{e} siècle, le modèle de Safronov servira de socle à un scénario qui permettra d'expliquer correctement les caractéristiques des planètes du système solaire, même si certaines phases demandent encore à être éclairées.

4.2 Les observations

Les astronomes qui étudient la formation des étoiles ou des galaxies ont un avantage sur les planétologues qui étudient la formation des planètes. Ils disposent d'observations d'étoiles ou de galaxies à toutes les étapes de leur formation. Les planétologues n'ont disposé, jusqu'à très récemment, que de l'observation des planètes « terminées » du système solaire, sans même savoir si ce système était ou non le seul système planétaire de l'Univers. Ce retard est en train de se combler avec l'observation de l'environnement d'étoiles jeunes, la détection de nombreux disques circumstellaires et la détection de planètes extra-solaires en nombre rapidement croissant. Si les disques circumstellaires observés confirment le modèle élaboré pour expliquer la formation du système solaire, il n'en est pas de même des planètes extra-solaires découvertes à ce jour (voir chapitre 14). Ces planètes, massives et proches de leur étoile, ne partagent pas les propriétés des planètes du système solaire. Cependant, comme on le verra ci-après (section 4.3), le scénario élaboré pour expliquer les planètes du système solaire laisse de côté de nombreuses bifurcations (scénarii possibles mais n'aboutissant pas à un système semblable au système solaire). Il est certain que les 10^{11} étoiles de chacune des 10^{11} galaxies de l'Univers ont exploré toutes les évolutions physiquement possibles et ont abouti à des systèmes planétaires d'une très grande diversité.

Cette section résume les caractéristiques du système solaire sur lesquelles est bâti le modèle présenté dans les sections suivantes.

1. La caractéristique la plus importante mais aussi la plus évidente du système solaire est la régularité des orbites des planètes et des satellites : presque toutes ces orbites sont coplanaires, quasi circulaires, et dans le plan de l'écliptique. Pour les observateurs du XVIII^{e} siècle, tous les corps du système solaire tournaient dans le même sens, autour du Soleil et sur eux-mêmes. Le premier, Laplace propose que ces corps soient issus d'une nébuleuse primitive, un disque de gaz et de poussière tournant autour du Soleil. Aujourd'hui, un très grand nombre de corps du système solaire sont connus. La plupart vérifient cette régularité et chaque exception a trouvé une explication qui s'intègre dans le modèle élégant imaginé par Laplace.
2. Une autre caractéristique importante du système solaire est la composition des planètes : les planètes et satellites du système solaire intérieur sont rocheux. À l'extérieur du système solaire, les planètes sont gazeuses et les petits corps, satellites et comètes, sont composés essentiellement de glace. Les atmosphères des planètes géantes ont une composition chimique proche de celle du Soleil, mais ces planètes ont une proportion de gaz (hydrogène et hélium) beaucoup plus faible que le Soleil et possèdent un noyau rocheux. Malgré leur ressemblance, Jupiter et Saturne diffèrent profondément d'Uranus et Neptune. Ces dernières sont beaucoup plus pauvres en H et He et leur noyau est essentiellement composé de glaces. Cette diversité de composition des planètes est difficile à expliquer si les planètes se sont formées en fractionnant une nébu-

leuse gazeuse. Dans le modèle accumulant des petits corps solides, les mécanismes de condensation de la matière et de décantation d'un disque de poussière autorisent plus de diversité dans la composition des planétésimaux.

3. La présence des astéroïdes suggère que ce sont là les restes d'un disque de planétésimaux dispersé par les perturbations directes ou indirectes de Jupiter. Les perturbations de Jupiter ont augmenté les vitesses relatives des collisions. Dans cette zone, les collisions destructrices entre les planétésimaux se sont opposées à la formation d'un gros corps et ont éjecté une grande partie des corps présents. La composition chimique des astéroïdes varie avec la distance au Soleil et suggère qu'ils ont été affectés par la période active (T-Tauri ou FU Orionis) que le Soleil a connue au début de sa vie. Le fait que cette structure ait été préservée depuis indique que Jupiter et le disque des astéroïdes étaient présents très peu de temps après la naissance du Soleil.
4. La datation du matériau planétaire a pu être faite avec une grande précision grâce à la mesure de l'abondance d'atomes radioactifs à très longue durée de vie, appliquée aux roches terrestres, aux échantillons lunaires et aux météorites.
5. Le principe de la datation par mesure des éléments radioactifs est décrit en 13.4.5. Un élément radioactif p se désintègre en un élément fils f

$$dp/dt = -df/dt = -\lambda p \tag{4.1}$$

λ étant la constante de radioactivité, inverse de la période. On a alors, à l'instant t :

$$f = f_o + p(e^{\lambda t} - 1) \tag{4.2}$$

f_o étant l'abondance de l'élément f à l'origine. Soit f' isotope stable de f : on a alors, à l'instant t

$$f/f' = (f/f')_o + (p/f')\,(e^{\lambda t} - 1). \tag{4.3}$$

Pour mesurer l'âge du système solaire on utilise les chronomètres à longue période, c'est-à-dire essentiellement les couples (^{40}K, ^{40}A), (^{87}Rb, ^{87}Sr) et (^{238}U, ^{238}Pb) qui ont des constantes respectives de 5,8 10^{-11}, 1,4 10^{-11} et 1,5 10^{-11} années^{-1}. Les mesures faites sur ces éléments dans les échantillons météoriques ont montré que l'âge du système solaire est de 4,55 10^9 ans. De plus, la mesure des abondances du plutonium 244 et de l'iode 129 (qui sont des éléments radioactifs à période plus courte) au moment de la solidification du matériau planétaire montre qu'il s'est écoulé au plus 10^8 ans entre la séparation du matériau protosolaire au sein du milieu interstellaire et la formation des planètes. Ce résultat implique donc que le Soleil et le système solaire sont bien cogénétiques.
6. L'analyse de la structure et de la composition chimique des météorites est un des piliers de l'étude de la formation du système solaire. Ce sont les seuls matériaux extraterrestres, avec les échantillons lunaires, analysables en laboratoire. De plus, les météorites n'ont pas subi les transformations des matériaux planétaires (érosion...). Les chondrites, qui représentent plus de 80 %

des météorites, sont un mélange de matériaux très primitifs Elles ont essentiellement la composition solaire, à l'exception des volatils, absents des météorites et du deutérium, sous-abondant dans le Soleil (voir fig. 4-1). Cela montre une origine commune pour la matière du système planétaire et du Soleil. Mais cela montre aussi que la matière des planètes n'a pas été transformée par les réactions thermonucléaires au centre du Soleil. La plupart des météorites, issues pour l'essentiel de la partie interne de la ceinture des astéroïdes, sont beaucoup plus vieilles que la matière terrestre (3,8 10^9 ans à 4,3 10^9 ans) ou lunaire (4,4 10^9 ans). La plupart des chondrites contiennent des petites billes de verre de silicates de quelques millimètres, appelées chondrules, témoins de périodes de refroidissement très rapide. Les chondrules sont les plus anciens corps formés dans le système solaire, il y a 4,56 10^9 ans. D'autres chondrites, moins vieilles (4,55 10^9 ans), ne contiennent pas de chondrules. Certaines chondrites carbonées contiennent des grains issus du milieu interstellaire et qui ont survécu au chauffage de la nébuleuse primitive, provenant de l'éjection

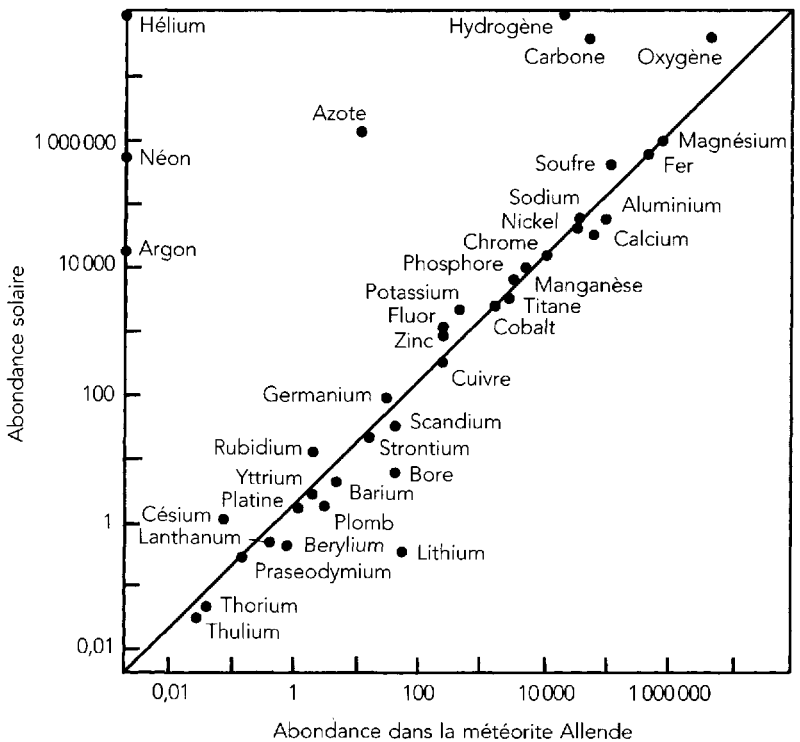


FIG. 4-1 – L'abondance des éléments chimiques dans la météorite Allende comparée à l'abondance dans l'atmosphère solaire. Les abondances sont semblables sauf pour les éléments volatils. (D'après H. Y. McSween, in *The New Solar System*, edts. J. K. Beatty *et al.*, Cambridge University Press, 1999.)

de supernovae, de novae ou d'étoiles de diverses sortes. De plus, ces anomalies révèlent que la nébuleuse n'a pas mélangé des matériaux présolaires de compositions différentes.

7. Une donnée importante est l'abondance en deutérium. Le deutérium est présent dans la matière interstellaire, mais il est détruit dans les étoiles. En effet, dans le cycle proton-proton qui transforme l'hydrogène en hélium, le deutérium se trouve transformé en hélium 3 par la réaction

$$^2\mathrm{D} + {}^1\mathrm{H} \rightarrow {}^3\mathrm{He} + \gamma \qquad (4.4)$$

avec un temps moyen de l'ordre de la minute pour une température de 10 millions de degrés ; les autres réactions du cycle proton-proton ont, quant à elles, des temps moyens de réaction supérieurs à 10^6 ans. Le deutérium est donc entièrement détruit dans le Soleil dès le commencement des réactions nucléaires. La valeur de D/H dans Jupiter a été trouvée supérieure à la valeur mesurée aujourd'hui dans le milieu interstellaire. En l'absence de processus susceptible de créer du deutérium à de grandes distances du Soleil, on peut interpréter cette mesure comme matérialisant l'abondance du deutérium protosolaire, il y a 4,6 milliards d'années. Si le matériau planétaire provenait d'une éjection de matière solaire, son abondance en deutérium devrait être nulle, comme pour le Soleil. L'abondance de deutérium dans les comètes suggère qu'elles sont issues de glaces non évaporées dans la nébuleuse. Il faut aussi mentionner l'importance de l'hélium et des éléments comme C, N et 0 ainsi que de leurs isotopes, dont l'abondance renseigne sur la température lors de la condensation. De même, l'abondance du lithium mesurée dans les météorites est comparable à celle du milieu interstellaire, alors que cette quantité pour le Soleil est négligeable.

8. L'étude dynamique des petits corps du système solaire apporte beaucoup à l'élaboration d'un scénario correct de la formation des planètes. Le comportement collectif des petits corps, astéroïdes, comètes, anneaux planétaires, disque de Kuiper, est représentatif de la dynamique du disque protoplanétaire. Dans les disques actuels de petits corps, le processus d'accrétion n'a pas lieu soit parce que les collisions sont trop rares (astéroïdes, disque de Kuiper), soit parce que l'effet de marée dû à la proximité d'une planète empêche le processus (anneaux planétaires, voir section 10.3). Leur étude a permis de mettre à jour des mécanismes complexes en jeu dans un disque de corps en interactions collisionnelles : résonances, fragmentation, ondes de gravité, effet de confinement (voir section 10.3). Par ailleurs, une partie des petits corps, comme certains astéroïdes ou les objets de Kuiper, sont restés inchangés depuis la formation du système solaire et leur étude constitue pour l'astrophysique un des défis des décennies à venir.

9. La surface de nombreux corps du système solaire est couverte de cratères de toutes tailles, depuis le micron jusqu'au millier de kilomètres. Il y a sur la Lune plus de 10 000 cratères de plus de 30 km de diamètre, et Mare orientale, cratère à plusieurs anneaux, a 900 km de diamètre. Le taux d'usure des cra-

tères permet de les dater les uns par rapport aux autres. Il est ainsi possible de reconstituer l'évolution du nombre d'impacts au cours du temps sur une surface donnée. Le nombre absolu de cratères dépend de l'âge de la solidification de la surface, qui n'est pas connu pour la plupart des corps. Sur la Lune, l'âge de certaines surfaces a pu être mesuré par datation d'échantillons ramenés de la Terre. Cela a permis d'étalonner les courbes donnant le nombre d'impacts en fonction du temps et donc de connaître l'évolution du nombre de planétésimaux qui bombardaient les planètes après la solidification de la croûte (figure 4-2). L'âge de l'impact à l'origine de Mare orientale a été estimé à 3,845 milliards d'années.

10. La répartition du moment angulaire entre le Soleil et les planètes a longtemps été présentée comme une anomalie : la plus grande partie du moment angulaire du système solaire est contenue dans les planètes (voir tableau 1-3). Or, le Soleil, qui contient 99,8 % de la masse totale du Système, devrait avoir conservé la plus grande partie du moment angulaire, et donc tourner à une

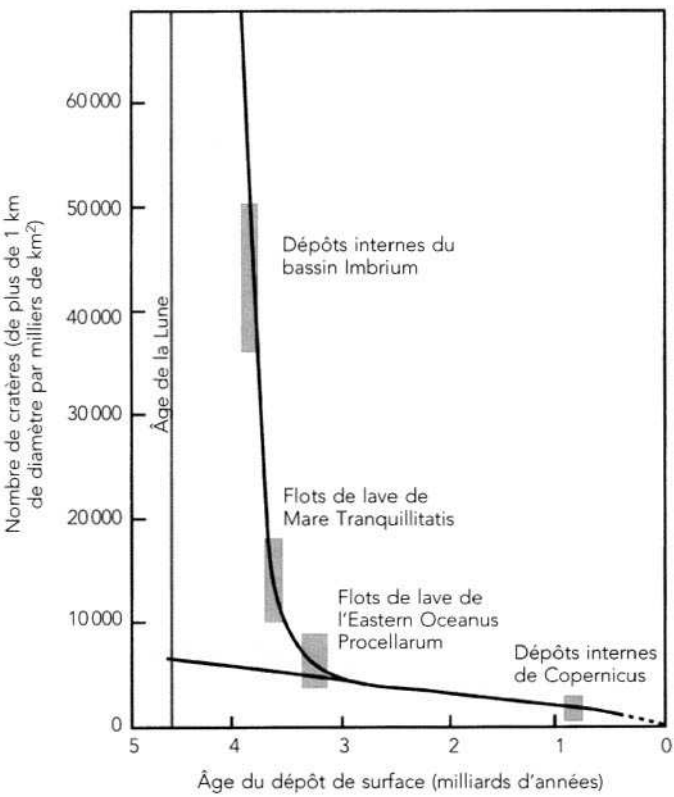


FIG. 4-2 – Densité de cratères à la surface de la Lune, en fonction de l'âge de la surface. (D'après E. et C. Shoemaker, in *The New Solar System, ibid.*).

très grande vitesse, ce qui n'est pas le cas : sa période de rotation est de 26 jours à l'équateur. Si tout le moment angulaire du système solaire lui était ajouté, il devrait tourner en une demi-journée. Une étoile en rotation peut perdre de la masse par le mouvement des particules le long des lignes de force associées à un centre d'activité magnétique. Les particules peuvent ainsi être entraînées à des distances a bien supérieures à celle du rayon stellaire R. Une petite perte de masse peut alors entraîner une grande perte de moment angulaire, celui-ci étant proportionnel à R^2. Ainsi, pour a/R de l'ordre de 10, une perte de masse de 0,003 M_S seulement est suffisante pour freiner le Soleil jusqu'à sa période de rotation actuelle. À ce mécanisme, très efficace, peut s'ajouter le transport de la matière par le vent stellaire. De nombreuses observations stellaires (mesure des vents équatoriaux, intensité de raies spectrales liées à l'activité magnétique...) ont montré que les étoiles jeunes semblent avoir une intense activité magnétique et une forte perte de masse ; à mesure qu'elles vieillissent, la rotation des étoiles est ralentie, ainsi que leur activité magnétique. Le Soleil ne serait donc qu'un exemple particulier de cette évolution. Cette période d'activité intense a trouvé sa place et son rôle dans le scénario de formation des planètes.

4.3 L'émergence d'un « modèle standard »

Deux approches sont possibles pour fabriquer des planètes à partir d'un disque de gaz et de poussières issu du milieu interstellaire : la première consiste à fractionner le disque en planètes gazeuses, qui peuvent ensuite, éventuellement, perdre leur gaz ; la seconde est de créer des corps solides dans un disque de poussière, qui peuvent ensuite, éventuellement, accréter du gaz. Entre les années 1950 et 1980, les deux écoles coexistent jusqu'à ce que la seconde s'impose, conduisant au « modèle standard ». Les planètes issues de ces deux mécanismes ont des caractéristiques différentes et il est acquis aujourd'hui que les caractéristiques des planètes, et en particulier leurs différences de composition chimique, ne s'expliquent que par un processus de formation à partir de matériau solide. Ce scénario sera décrit ci-après. Cependant, le modèle de formation par instabilité gazeuse ne doit pas être complètement rejeté, car il pourrait être mieux adapté pour expliquer les caractéristiques des planètes extrasolaires.

4.3.1 Le modèle de protoplanètes gazeuses (disque massif)

Les planètes peuvent se former par instabilité du disque circumsolaire, selon le mode de formation des étoiles. Ce processus nécessite un disque massif, de l'ordre de la masse de l'étoile centrale. Les instabilités peuvent former des corps de la masse de Jupiter sur des échelles de temps de quelques millions d'années, voire beaucoup plus courtes. Ce processus rapide va fortement influencer la suite de

l'évolution du disque planétaire. Une planète massive va exercer un couple de répulsion sur le disque gazeux qui l'environne. Ce couple crée un anneau vide autour de l'orbite de la planète qui cesse d'accréter de la matière. Si la masse du disque est importante, la partie extérieure du disque peut faire migrer la planète vers l'étoile jusqu'à la faire éventuellement chuter dans l'étoile.

Ce mode de formation a des conséquences prévisibles sur la composition des planètes : elles doivent avoir des compositions chimiques homogènes ou présentant des variations régulières en fonction de la distance à l'étoile. La formation de planètes solides à partir de ce processus nécessite une différenciation de la matière au sein de l'étoile, suivie d'un échappement du gaz. Les planètes géantes formées ainsi ne peuvent pas avoir de noyau solide : aux pressions attendues au centre d'un corps de 40 masses terrestres, les roches et les gaz sont complètement mélangés, et le processus de décantation qui aurait pu former un noyau solide ne se produit pas.

Aussi le modèle des protoplanètes gazeuses a-t-il été abandonné pour expliquer les planètes du système solaire, au profit du processus de formation à partir d'un disque de poussière. Cependant, le mécanisme de protoplanètes gazeuses a l'avantage de former très rapidement des planètes massives près de l'étoile et pourrait se retrouver d'actualité pour expliquer les caractéristiques des planètes extrasolaires (chapitre 14).

4.3.2 Le « modèle standard »

La seconde approche est basée sur la décantation rapide d'un disque de poussières dans une nébuleuse de gaz peu massive. Des petits corps solides se forment alors, les planétésimaux. Ils s'accumulent par collisions en protoplanètes, dont les plus massives attirent du gaz. Ce modèle explique toutes les caractéristiques du système solaire que l'on vient de décrire. Certaines caractéristiques, comme les obliquités exotiques, la composition de la Lune, sont explicables par des événements catastrophiques qui s'intègrent bien dans ce scénario de base (voir section 4.3.3). La difficulté de ce scénario – la lenteur du mécanisme de formation des protoplanètes –, est aujourd'hui résolue par un processus d'emballement de l'accrétion. Des preuves supplémentaires confirmant ce modèle sont la présence de la ceinture des astéroïdes et la découverte récente, au-delà de Neptune, du disque de Kuiper, reste du disque des planétésimaux (voir chapitre 12).

Ce scénario peut se décomposer en plusieurs étapes, définies par des mécanismes physiques, mais aussi des méthodes d'étude, différents. La complexité des phénomènes physiques en jeu oblige en effet à faire des approximations pour analyser chaque phase, en séparant, parfois arbitrairement, les mécanismes afin de pouvoir les modéliser, de façon analytique ou numérique. La première étape est la condensation et la coalescence de poussières en objets de l'ordre du kilomètre. Dans les autres étapes, la gravitation joue un rôle important : l'accrétion des « planétésimaux » par collisions et attractions gravitationnelles conduit à des embryons de planètes. Les embryons massifs attirent du gaz. Une phase de vent

solaire intense vide le système solaire de son gaz et de ses poussières, puis les planètes éjectent la plupart des petits planétésimaux restants.

4.3.3 La chronologie des événements

Les plus anciens événements dans l'histoire du système solaire sont la formation des chondrules, inclusions observées dans les météorites, formés par une succession d'événements de condensation et d'évaporation, durant l'effondrement de la nébuleuse, il y a 4,56 10^9 ans. L'étude des surfaces cratérisées montre que les bombardements de planétésimaux ont presque complètement cessé il y a de cela 3,8 10^9 ans. Les planètes se sont formées dans cet intervalle de quelques centaines de millions d'années, intervalle bref par comparaison avec l'âge du système solaire. Durant l'effondrement rapide de la nébuleuse, la température augmente sur une échelle de temps de 10^5 ans, puis la nébuleuse se refroidit lentement en même temps qu'elle se dissipe. La combustion de l'hydrogène se déclenche et le Soleil passe par des périodes d'activité intense de type Fu-Orionis et T-Tauri, qui durent de l'ordre de 10^6 ans. Ce vent stellaire intense va inverser le flux de matière, qui cesse de tomber sur l'étoile. Le milieu interplanétaire est vidé, puis la luminosité du Soleil s'établit à une valeur inférieure de 20 % à sa valeur actuelle. L'hydrogène, l'hélium et les éléments volatils sont éjectés du système solaire intérieur, où seuls les plus gros planétésimaux survivent.

Dans le disque de gaz, la décantation du disque de poussière se fait en 10^4 à 10^6 ans. Des instabilités dans le disque et des collisions forment des planétésimaux de l'ordre du kilomètre en 10^4 ans. Les éléments volatiles (eau) se condensent à l'extérieur de la ligne des glaces et le noyau de Jupiter se forme et accrète du gaz en 10^6 ans. Les autres planètes géantes se forment en 10^7 à 10^8 ans. Les noyaux des planètes terrestres se forment aussi en quelques dizaines de millions d'années. Dans la zone des astéroïdes, la plupart des planétésimaux sont éjectés par les perturbations induites par Jupiter, déjà présent; et tombent sur le Soleil ou sur Jupiter, si bien qu' aucune planète ne peut se former. Mars se forme dans une zone relativement dépeuplée. Des collisions avec des gros corps forment des disques autour des planètes où se forment les satellites. Des modèles impliquant des collisions avec de gros corps ont aussi été proposés pour expliquer l'obliquité d'Uranus et la composition de Mercure. L'hypothèse la plus étudiée actuellement pour expliquer l'origine de la Lune est un impact sur la Terre d'un corps de la taille de Mars, il y a 4,44 10^9 ans.

La nébuleuse

La formation du Soleil s'accompagne d'une nébuleuse circumstellaire. La connaissance de cette étape s'appuie sur les observations des zones de formation d'étoiles, où des disques circumstellaires ont pu être observés à différents âges de l'étoile centrale.

Les étoiles de type solaire se forment principalement dans des nuages moléculaires de 2 à 5 pc de diamètre avec des densités de 10^3 a 10^4 atomes/cm^3, âgés de 10^7 à 10^8 ans. Un nuage interstellaire de gaz et de poussière s'effondre sous l'effet d'une perturbation. Il a été proposé que l'onde de choc d'une supernova proche provoque cet effondrement, mais des observations montrent que les formations d'étoiles ont lieu collectivement, par propagation d'une instabilité de l'intérieur vers l'extérieur du nuage, et que ce mécanisme détruit rapidement le nuage.

La température et la pression augmentent au cœur du nuage, ce qui vaporise la poussière. Cet effondrement dure entre 10^5 et 10^6 ans. *Une proto-étoile* se forme au centre de la nébuleuse, ce qui arrête l'effondrement au centre du disque circumstellaire. Une grande partie du gaz environnant continue à tomber sur la proto-étoile. En arrivant sur l'étoile, cette matière, guidée par le fort champ magnétique, va être éjectée le long des axes de rotation de l'étoile et va former des jets. Cette structure associant un disque d'accrétion et des jets a été observée par le télescope spatial *HST* (voir fig. 4-3). La température atteint 1 500 K à 2,5 ua du Soleil dans le plan du disque, mais seulement 500 K à 0,1 ua au-dessus de ce plan. Les forces centrifuges forment un disque qui se refroidit et s'aplatit sous son propre poids. Après quelques centaines de milliers d'années, la température baisse et la formation des planétésimaux se fera dans une nébuleuse « froide », soit 160 K à 5 ua. La composition complexe des météorites, associant des composés condensés à haute et à basse température, suggère des sursauts de chaleur, très localisés en temps et en espace, peut-être des zones froides, hors du plan du disque, balayées par des sursauts solaires.

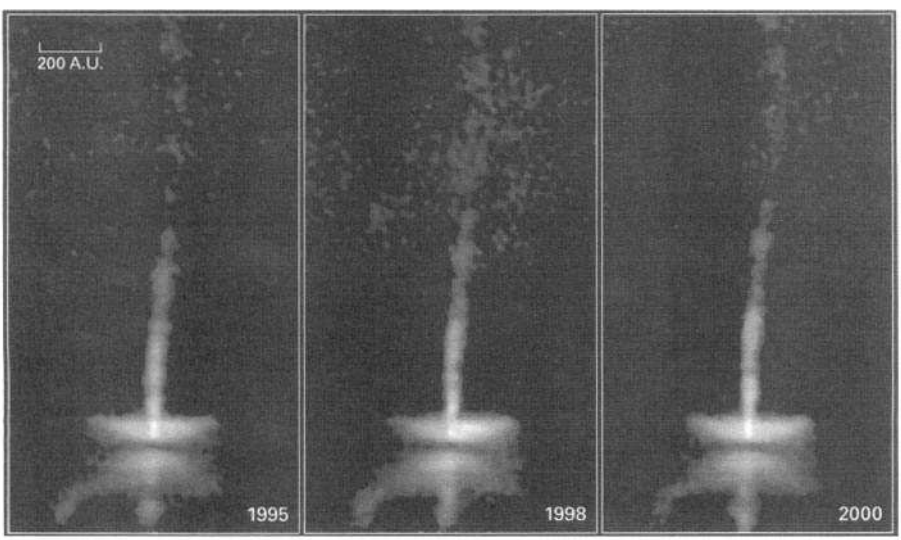


FIG. 4-3 – Cette image de HH30, prise par le télescope spatial Hubble, montre le disque protoplanétaire et les jets bipolaires. (NASA-ESA.)

On peut estimer la structure minimale du disque à partir duquel les planètes se sont formées. La nébuleuse initiale, issue du milieu interstellaire, est composée à 98,2 % d'hydrogène et d'hélium, les glaces et les roches ne représentent que 1,4 % et les métaux 0,4 % de la matière de la nébuleuse. On peut compléter chaque planète de la matière nécessaire pour obtenir la composition de la nébuleuse. On obtient ainsi que 300 masses terrestres de nébuleuse ont été à l'origine de la Terre. Un calcul semblable pour l'ensemble des planètes montre que la nébuleuse avait au minimum une masse d'un pour cent de la masse du Soleil. Ce calcul permet aussi d'estimer une densité surfacique de la nébuleuse (voir fig. 4-4). Cette densité est régulièrement décroissante avec la distance au Soleil, avec un manque de matière près du Soleil et à l'intérieur de l'orbite de Jupiter et une coupure brutale au-delà de Neptune.

La formation des planétésimaux par la séquence de condensation

À partir d'une certaine température, différents composés se condensent progressivement, à commencer par les plus réfractaires. Très près de l'étoile, les métaux se condensent les premiers (il y a 4,56 à 4,55 milliards d'années). Plus loin, les roches s'ajoutent aux métaux (il y a 4,55 à 4 milliards d'années). Au-delà d'une limite, appelée la « limite des glaces », les glaces se condensent. Le rapport solide/gaz sera donc plus important qu'à l'intérieur du disque.

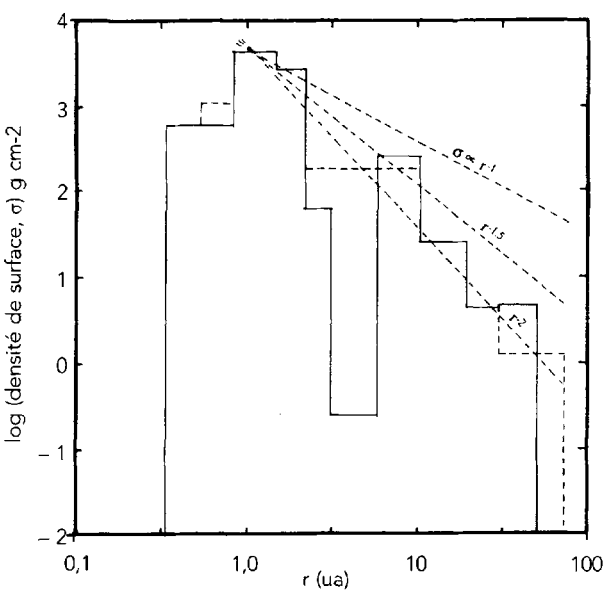


FIG. 4-4 – Distribution de masse dans la nébuleuse primitive. On note le manque de matière dans la zone des astéroïdes et la troncature nette à l'intérieur et à l'extérieur de la nébuleuse. (D'après J. S. Lewis, *ibid.*)

À partir des abondances élémentaires mesurées dans le Soleil, en faisant intervenir les données thermochimiques de tous les constituants condensables et les réactions entre phases gazeuses et condensées, il est possible de calculer la séquence de condensation attendue dans l'hypothèse de l'équilibre chimique.

Dans le cas de l'équilibre chimique entre différentes phases gazeuses, nous avons la relation suivante pour la pression partielle P_i du gaz moléculaire i :

$$P_i = K_i \prod_j P_j^{\nu_{ij}} . \tag{4.5}$$

K_i (fonction de la température) est la constante d'équilibre du gaz i (loi d'action de masse), les P_j sont les pressions partielles des gaz monoatomiques j et ν_{ij} est le coefficient stœchiométrique, c'est-à-dire le nombre d'atomes de l'élément j dans la phase i. La condensation d'un solide k intervient lorsque

$$A_k < \left[K_k \prod_j P_j^{\nu_{jk}} \right] / P_k . \tag{4.6}$$

A_k est l'activité d'un solide k ; dans le cas idéal $A_k = 1$.

Enfin, on écrit la conservation en masse de chaque élément j :

$$N_j = \frac{V}{kT} \left[P_j + \sum_i \nu_{ij} P_i \right] + \sum_k \nu_{kj} S_k \tag{4.7}$$

V est le volume du système, et S_k le nombre de molécules du solide.

Dans le cas de la nébuleuse solaire, V est pris constant. Les séries d'équations présentées ci-avant conduisent à la séquence de condensation montrée au tableau 4-1 et sur la figure 4-5. Les points importants à remarquer sont les suivants :

– l'ordre de condensation des éléments est : Al, Ti, Ca, Mg, Si, Fe, Na, S. Si l'on poursuit les calculs à des températures plus basses, on trouve que H, O, C et N ne condensent complètement qu'à des températures inférieures à 200-300 K ;

– les phases qui sont stables vers 140 K, ainsi que les abondances des principaux éléments, sont en très bon accord avec les abondances mesurées dans les inclusions réfractaires des chondrites C3 (voir chapitre 13) comme la météorite Allende.

Il est à noter que la séquence de condensation dépend très fortement de l'état d'oxydation du gaz initial, ce que l'on peut observer en faisant varier le rapport C/O. Dans le cas de la nébuleuse solaire, il est pris égal à 0,55.

Pour avoir une idée de la vitesse de croissance des grains par condensation, nous faisons l'hypothèse que, à chaque collision entre une molécule et un grain, la molécule reste collée au grain. Soit α (de l'ordre de 10^{-2}) le rapport des masses du matériau condensé et du gaz, et A la masse moléculaire (de l'ordre de 20). Nous avons

$$\frac{dm}{dt} \sim r^2 \cdot \alpha \rho_g \cdot \frac{C}{A^{1/2}} \tag{4.8}$$

Tableau 4-1
Séquence de condensation

Cas 1 C/O = 0,55 P = 10^{-3} atm			Cas 2 C/O = 1,2 P = 10^{-3} atm		
Minéral	Température de condensation	Température de disparition	Minéral	Température de condensation	Température de disparition
Al_2O_3	1 743		TiC	1 893	1 025
$CaTiO_3$	1 677	1 409	SiC	1 742	1 154
mélilite	1 625	1 438	C	1 732	871
$MgAl_2O_4$	1 533	1 391	Fe_3C	1 463	1 326
Fe-Si	1 458		AlN	1 390	1 234
$CaMgSi_2O_6$	1 438		CaS	1 385	1 040
Mg_2SiO_4	1 433		Fe-Si	1 326	
Ti_3O_5	1 409	1 274	Al_2O_3	1 235	1 229
$CaAl_2Si_2O_8$	1 392	1 068	$MgAl_2O_4$	1 229	1 077
$MgSiO_3$	1 351		Mg_2SiO_4	1 154	
Ti_4O_7	1 274	1 120	MgS	1 131	1 100
TiO_2	1 120	774	$CaMgSi_2O_6$	1 069	
Al_2SiO_5	1 068		$CaAl_2Si_2O_8$	1 057	1 044
$NaAlSi_3O_8$	1 028	780	$MgSiO_3$	1 054	
$NaAlSi_2O_6$	780		Al_2SiO_5	1 045	
$CaTiSiO_5$	774		TiN	1 025	910
			$NaAlSi_3O_8$	961	780
			Ti_4O_7	910	862
			TiO_2	862	770
			$NaAlSi_2O_6$	780	
			$CaTiSiO_5$	770	

(D'après J. M. Lattimer, *Formation des systèmes planétaires*, A. Brahic Éd., *ibid.*)

dm/dt, qui est le taux d'accroissement du grain de masse m et de rayon r ; $C/A^{1/2}$ est la vitesse thermique des molécules. La masse du grain est

$$m \sim \rho_p r^3 \tag{4.9}$$

ρ_p étant de l'ordre de lg/cm^3. On en déduit

$$\frac{dr}{dt} \sim \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{\alpha C}{A^{1/2}} \tag{4.10}$$

On peut montrer que

$$\rho_p \sim 10^{-10} g/cm^3 \tag{4.11}$$

Dans la nébuleuse, constituée initialement de gaz et de grains de l'ordre de 0,1 micron, des objets de plusieurs centimètres se forment rapidement, très peu denses et très instables. À partir de cette taille, les objets, moins sensibles à la turbulence, vont commencer à tomber dans le plan équatorial de la nébuleuse.

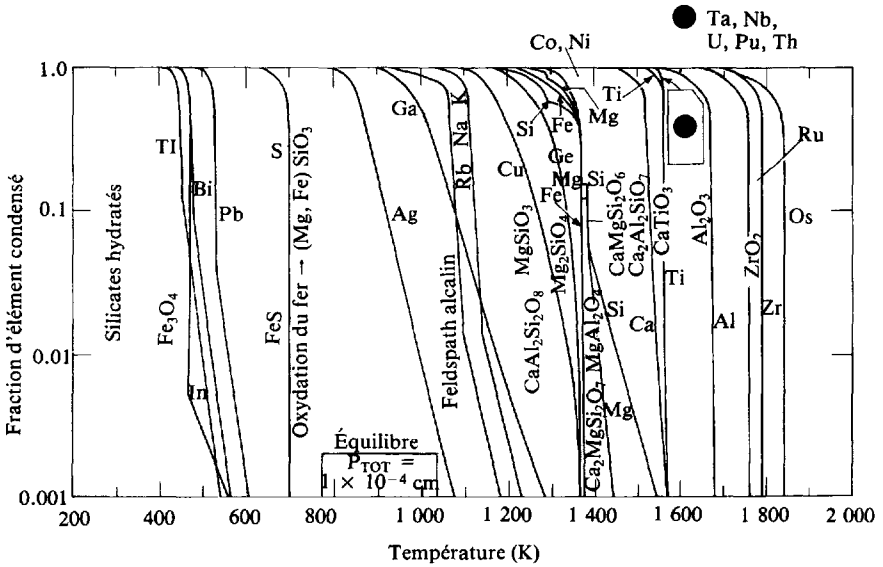


FIG. 4-5 – Séquence de condensation pour un gaz de composition solaire. (D'après Grossman et Larimer, *Review of Geographysics ans Space Physics*, 12, 71, 1974.)

L'équation de mouvement s'écrit :

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -g_z + \frac{F}{m} \tag{4.12}$$

F étant la force de friction due au gaz. En première approximation, nous pouvons admettre qu'il y a équilibre entre les forces gravitationnelles et les forces de friction : On obtient ainsi un temps caractéristique t pour que les particules rejoignent le plan équatorial (ω est la vitesse angulaire) :

$$t \sim \frac{\rho_g C}{\rho_p r \omega^2} \tag{4.13}$$

Avec les valeurs numériques données ci-avant on obtient un temps t de l'ordre de 100 ans : les grains tombent donc dans le plan équatorial en un temps très court.

Un calcul plus précis montre que les particules de l'ordre du millimètre tombent avec une échelle de temps de 10^3 ans, et les particules microniques avec des échelles de temps de 10^6 ans. Il y a là, peut-être, l'une des sources du caractère non homogène de la composition des corps du système solaire. Ces chiffres ne prennent pas en compte la turbulence qui a pu jouer un rôle important dans le disque avant la disparition du gaz.

Le freinage par le gaz, variable selon la taille des objets, va favoriser les collisions. Des corps de plusieurs dizaines de mètres se forment. Les collisions inélastiques, qui deviennent de plus en plus importantes, diminuent l'épaisseur du disque,

jusqu'à une épaisseur de quelques fois la dimension des corps. L'augmentation de la densité surfacique du disque va faire apparaître des instabilités gravitationnelles. Les vitesses relatives deviennent assez faibles, le disque devient instable et des agrégats de 10 km à 1 ua et de 80 km à 5 ua se forment, *les planétésimaux*.

Le mécanisme de formation des planétésimaux, qui semblait bien compris jusqu'à récemment, pourrait nécessiter des études supplémentaires. Il semble, en effet, que les vitesses relatives ne soient pas suffisamment faibles pour créer des instabilités dans le disque fin. Un mécanisme plus complexe commence à être imaginé, mettant en cause l'agglomération de poussière dans un milieu gazeux.

La composition de ces planétésimaux variait selon la matière solide disponible dans la nébuleuse à la distance au Soleil où ils s'étaient formés. Au-delà d'une certaine distance au Soleil, de l'ordre de 5 ua, la matière solide ne comportait pas seulement des métaux et des roches, mais aussi des glaces.

La structure de ces planétésimaux était proche de celle des petits corps du système solaire actuel. *Phobos*, un des satellites martiens, est probablement un bon exemple des planétésimaux de la partie interne du système solaire. La structure du disque des astéroïdes (voir fig. 4-6) suggère que les planétésimaux de la

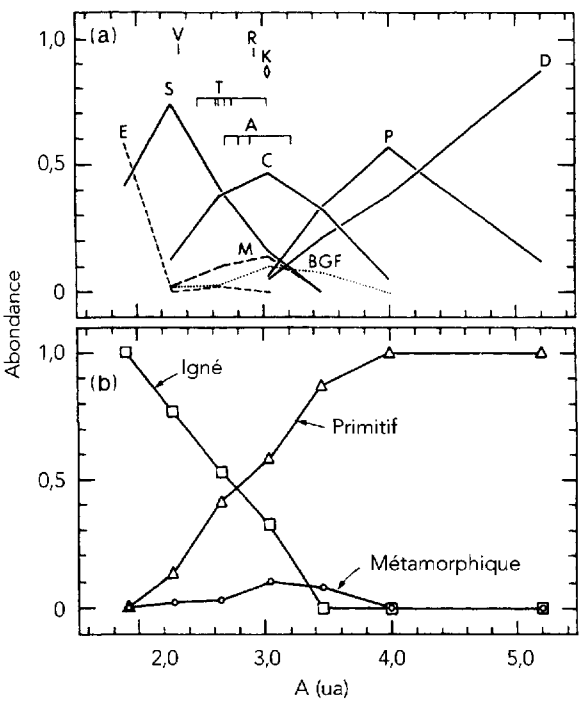


FIG. 4-6 – Distribution des types taxonomiques dans la ceinture des astéroïdes. (D'après J. F. Bell, in *Asteroids II*, R. P. Binzel, T. Gehrels and M. S. Matthews, edts, University of Arizona Press, 1989, p. 921.).

région interne du disque étaient différenciés. S'il se confirme que le mécanisme responsable de cette différenciation est lié à l'activité solaire, les planétésimaux dont sont issues les planètes terrestres, plus proches du Soleil, devaient aussi être différenciés.

Emballement de la croissance

De nombreuses études ont été faites pour comprendre l'étape suivante : avec des corps de l'ordre de 10 kilomètres, la gravitation entre les corps joue un rôle prépondérant. Le nombre de corps est trop grand (10^{10} objets pour former les planètes terrestres) pour envisager de simuler numériquement l'évolution de cette population. Les modèles utilisent une approche semblable à celle de la théorie cinétique des gaz. Un planétésimal évolue sur une orbite keplérienne autour du Soleil entre deux rencontres. Seul, l'effet des rencontres est calculé exactement. Les orbites des corps sont presque circulaires et coplanaires, mais le différentiel de vitesse keplérienne va générer des collisions et des rencontres gravitationnelles. Les rencontres gravitationnelles vont augmenter l'excentricité et l'inclinaison des corps, alors que les collisions et le frottement sur le gaz vont recirculariser les mouvements. Si deux objets ont une collision à une vitesse inférieure à approximativement deux fois leur vitesse d'évasion, ils vont s'agglomérer et devenir un corps unique. Ce problème physique assez simple est compliqué par le fait que les vitesses relatives entre les corps sont liées aux vitesses absolues et aux masses. Les distributions des tailles et des vitesses vont donc évoluer de manière couplée et non linéaire. Les nombreuses études de ce problème ont abouti à deux classes de solutions :

- une croissance ordonnée aboutissant à plusieurs gros corps de masse équivalente, et une distribution de masse en puissance pour des petits corps ;
- un emballement de l'accrétion : un corps se met à balayer toute la matière solide environnante, et grossit beaucoup plus vite que les autres. Quand la zone accessible à l'attraction du corps est vide, la croissance du corps s'arrête. La taille de cette protoplanète dépend de la matière disponible dans le disque et en particulier de la distance à l'étoile. Près de l'étoile, les protoplanètes sont au plus de la taille de la Lune. Au-delà de la limite des glaces, la matière disponible, plus importante, permet de former des corps d'une dizaine de masses terrestres. La durée de cette étape augmente aussi avec la distance à l'étoile, entre une centaine de milliers d'années et 20 millions d'années. Un corps de rayon R va augmenter sa masse de celle des objets avec lesquels il entrera en collision. À cause de la gravitation, sa section efficace de collision, au lieu d'être sa surface géométrique (proportionnelle à R^2) va être augmentée d'un facteur $Fg = (1 + Ve^2/V^2)$, où V_e est la vitesse d'échappement des corps et V est la vitesse relative de la rencontre. Comme V_e est proportionnelle à R (voir section 1.2.2), la vitesse d'accroissement de la masse M, dM/dt, peut être proportionnelle à R^4, ce qui favorise la croissance du plus gros corps. Les

différentes études montrent que l'emballement de l'accrétion est l'issue la plus probable de l'évolution d'un disque de planétésimaux. Cependant, certaines conditions peuvent amener à une croissance régulière de corps qui ne débouchent pas sur la formation de grosses planètes. Pour des valeurs de V assez grandes devant Ve, Fg devient de l'ordre de 1 et dR/dt peut devenir indépendant de R. Le rapport entre les masses du plus gros et des petits corps peut décroître rapidement. La croissance des petits corps peut rattraper celle des plus gros. La croissance ordonnée aboutit à un disque de petits corps, qui peut atteindre un état d'équilibre et avoir une durée de vie très longue. Certaines étoiles évoluées ont un disque qui pourrait être le fruit d'une telle évolution.

Formation de Jupiter

Le gradient de composition dans le disque des astéroïdes (fig. 4-6), résultat d'un processus de chauffage ayant eu lieu très tôt dans la vie du Soleil, n'a pas été perturbé. Cela montre une stabilité du disque des astéroïdes depuis sa formation. Par ailleurs, des météorites arrivées sur Terre dans la partie interne du disque des astéroïdes ont permis de dater la formation des astéroïdes. Ces éléments, ainsi que la proportion de gaz (hydrogène et hélium) importante dans Jupiter, amènent à penser que cette planète s'est formée très tôt dans l'histoire du système solaire.

Le processus de formation des planètes gazeuses à partir de planétésimaux nécessite la formation d'un noyau de planète assez massif pour accréter du gaz avant la dissipation de la nébuleuse (10^6 ans). Un noyau de 10 masses terrestres est nécessaire pour former Jupiter.

La distribution de matière dans la nébuleuse (voir fig. 4-4 plus haut) suggère une densité de 4 g/cm^2 au niveau de l'orbite de Jupiter. Cette densité conduit à une formation d'un noyau de 10 masses terrestres en 10^8 ans, soit beaucoup trop tard pour accréter du gaz de la nébuleuse. Cependant, Jupiter se trouve à une distance particulière du Soleil. À cette distance, la température de la nébuleuse devient inférieure à la température de condensation de l'eau. À l'extérieur de cette limite, la matière solide comprenait les roches mais aussi les glaces, ce qui augmentait fortement la densité surfacique de la nébuleuse, et donc la vitesse de formation des corps. De plus, les matériaux volatils éjectés du système solaire intérieur, se condensaient aussi à cette distance. La densité surfacique a pu atteindre une valeur suffisante pour expliquer une formation rapide du noyau de Jupiter (fig. 4-7).

Disparition du gaz

Les étoiles de type solaire passent, en arrivant sur la « séquence principale », par des phases de violente activité durant lesquelles elles peuvent éjecter de l'ordre de 10^{-8} masse solaire par an. Cette étape affecte fortement la structure

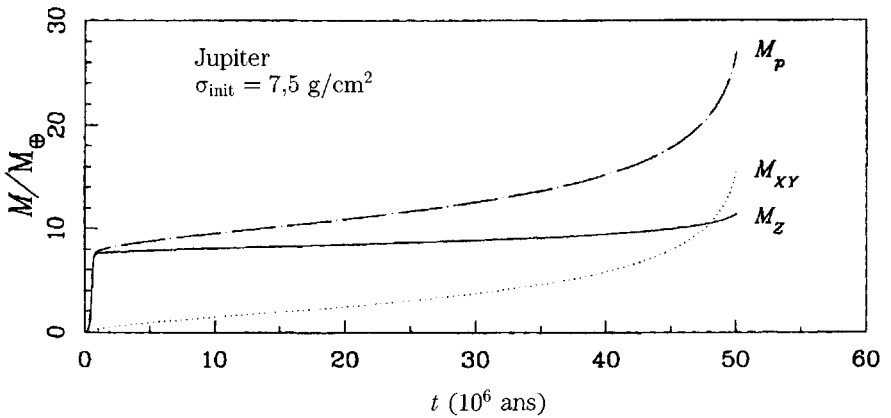


FIG. 4-7 – Simulation de la formation de Jupiter par accumulation de matière solide (ligne continue) et gazeuse (ligne pointillée). Mp est la masse totale=. (D'après J. B. Pollack *et al.*, *Icarus*, 124, 62, 1996.).

du disque en évacuant le gaz. Cette éjection massive de matière explique aussi la réduction du moment angulaire de l'étoile.

Par analogie avec ce que l'on observe actuellement avec les étoiles jeunes, on peut penser que le Soleil, dans les premières phases de son existence, a connu une intense activité. On peut estimer l'intensité du vent solaire à 10^8 fois sa valeur actuelle. Au début de l'histoire du système solaire, la pression du vent était 10^5 fois plus forte que l'actuelle pression de radiation. Le vent solaire initial a donc pu être suffisamment efficace pour balayer toutes les particules de dimension inférieure à quelques centimètres. Les planétésimaux qui ont échappé à ce balayage dans le système solaire intérieur ne devait pas non plus avoir atteint la taille qui leur aurait permis d'accréter du gaz.

Formation des planètes terrestres

Les planètes terrestres se sont formées en 10^7-10^8 ans. Il y a eu peu de mélange de planétésimaux durant la formation des planètes internes. Chaque planète est issue de corps condensés dans une zone étroite. Les embryons les plus gros étaient différenciés, ce qui a permis une formation rapide des noyaux des planètes. La phase d'emballement s'est terminée avec une centaine d'embryons de la taille de Mercure dans la zone des planètes terrestres. Des perturbations mutuelles ont augmenté l'excentricité de ces embryons et, de même, des collisions catastrophiques ont agi sur la taille des plus gros embryons jusqu'à former les planètes. Les simulations numériques de ce processus aboutissent, de manière aléatoire, à un petit nombre de planètes terrestres (trois ou quatre) ayant des

caractéristiques semblables aux planètes terrestres. La Terre a pu se former, par exemple, à partir d'une combinaison comprenant un corps de type Mars, 10 Lunes, une centaine de Japet, ou bien 5 Mars, 3 Lunes, 12 Japet. Une fois formées, les planètes ont continué à subir le bombardement de planétésimaux provenant, en partie, du système solaire extérieur.

Le rapport métaux/roches particulièrement élevé dans Mercure a été, dans un premier temps, expliqué par la proximité du Soleil. Les modèles de condensation, basés sur une température de la nébuleuse élevée près du Soleil, prédisaient un matériau riche en métaux à 0,3 ua. Un autre modèle supposait une évaporation du manteau de silicate, liée à une forte activité du Soleil. Une autre hypothèse suppose l'impact d'un corps de 20 % de la masse de Mercure sur une planète déjà différenciée, qui avait une masse double de sa masse actuelle. La matière arrachée, essentiellement des silicates du manteau, est tombée sur le Soleil ou bien a été éjectée par effet Poynting-Robertson (cet effet qui s'applique sur les particules de taille centimétrique tend à les faire orbiter en spirale vers le Soleil ; voir section 10.3.1 du chapitre 10). Ce dernier modèle prédit correctement la composition actuelle de la planète et s'intègre bien dans le modèle général de formation des planètes. L'énergie de cette collision aurait détruit la planète si elle avait été légèrement plus petite ; Mercure peut donc être considérée comme une survivante des protoplanètes présentes dans le système solaire intérieur.

Les planètes terrestres se sont formées dans un milieu sans gaz. Les analyses isotopiques semblent indiquer que les éléments volatils et l'eau présents aujourd'hui sur Terre proviennent des planétésimaux issus du système solaire extérieur, et envoyées vers le centre du système solaire par des perturbations planétaires.

La rotation prograde de la plupart des planètes est présentée, depuis Laplace, comme une conséquence de leur formation par accrétion dans un disque circumsolaire. Les études récentes semblent montrer que la formation de planètes dans un disque de planétésimaux peut aboutir aussi bien à une rotation prograde que rétrograde, bien que certains modèles aboutissent à une préférence pour les rotations progrades. Des collisions aléatoires avec des gros corps à la fin du processus de formation ont certainement joué un rôle important dans la distribution des rotations planétaires actuelles.

Formation des planètes géantes

Les différences entre les quantités de gaz (hydrogène et hélium) des planètes géantes s'expliquent en considérant la chronologie des événements entre la condensation des protoplanètes et la dissipation du gaz. Jupiter s'est formée avant la dissipation du gaz. Saturne s'est formé à une période où la nébuleuse était déjà partiellement dissipée et Uranus et Neptune se sont formés encore plus tard. Il est probable que les processus d'accrétion du noyau solide et du gaz n'aient pas été complètement découplés (fig. 4-7). Dans le processus décrit sur la figure 4-7, la dissipation de la nébuleuse a lieu alors que Jupiter et Saturne ont

atteint la phase 3 (emballement de l'accrétion du gaz) Uranus et Neptune étant en phase 2 (accrétion simultanée de gaz et de solide). Une limite à ce processus est la dissipation de la nébuleuse au cours de la phase T-Tauri du Soleil. La chute du gaz peut aussi être arrêtée par la création d'un vide autour de l'orbite de la planète, par un mécanisme de résonances. Comme dans les anneaux planétaires, la masse de la planète crée un couple de répulsion sur le disque qui lui-même crée un vide autour de l'orbite de la planète.

Des études récentes montrent que la planète peut alors interagir avec le disque résiduel de planétésimaux et les autres planètes géantes, et migrer par rapport à son lieu de formation par échange de moment angulaire. La présence de Pluton et de nombreux objets de Kuiper dans la résonance 3:2 avec Neptune suggère un processus de perturbations mutuelles où Jupiter a migré légèrement vers l'intérieur du système solaire et où Saturne, Uranus et Neptune se sont éloignés du Soleil. Cette dernière aurait piégé Pluton et d'autres corps dans une orbite résonante, les forçant eux aussi à migrer, ce qui expliquerait leur excentricité importante.

Les collisions catastrophiques

Dans la phase finale de la formation des planètes, quelques centaines de très gros corps ont provoqué des collisions catastrophiques qui ont modifié la composition et/ou l'état de surface de plusieurs planètes et satellites.

La collision d'un gros corps avec la Terre a pu conduire à la formation de la Lune, à partir de matériaux arrachés au manteau de la Terre. Une planète de la taille de Mars a vu sa trajectoire modifiée par des perturbations planétaires. L'augmentation de l'excentricité a amené l'orbite de cette planète à croiser l'orbite de la Terre. La planète en entrant en collision avec la Terre a éjecté de la matière issue du manteau de la Terre. Cette matière s'est mise en orbite dans le plan équatorial de la Terre et s'est reformée en satellite. Ce processus explique bien les compositions respectives de la Terre et de son satellite.

La densité extrêmement forte de Mercure montre que la proportion de métaux par rapport aux silicates est beaucoup plus élevée que dans les autres planètes terrestres. Cette caractéristique s'explique bien par l'impact d'un corps massif qui aurait arraché le manteau de silicate de la planète initiale.

Des collisions avec de gros corps expliquent aussi les axes de rotation atypiques tels que celui d'Uranus, qui aurait basculé sous le choc d'un corps de la masse de la Terre. L'axe de rotation inversé de Vénus a été, dans un premier temps, expliqué par la collision avec un corps de type Mars. Cependant, des modélisations de l'évolution dynamique de la planète ont montré que les frictions entre le manteau et le noyau, et surtout les marées dues à une atmosphère très dense, ont pu inverser la rotation de la planète ou faire basculer son axe. Les images de Miranda suggèrent que ce satellite d'Uranus a été fracturé par un impact, puis qu'il

s'est recomposé. Les études de ces phénomènes montrent que cette période a duré entre 10 et 100 millions d'années.

Anneaux et satellites

Dans le système solaire extérieur, les planètes géantes ont toutes un système complexe d'anneaux et de satellites. Les anneaux sont situés à l'intérieur de la limite de Roche (voir section 1.1.6), où l'effet de marée de la planète empêche l'accrétion des particules des anneaux en satellites. La limite de Roche est le siège de phénomènes complexes qui font interagir anneaux et satellites sur des échelles de temps beaucoup plus courtes que l'âge du système solaire.

Il y a deux types de satellites. Les satellites réguliers ont des orbites circulaires, directes et dans le plan de l'équateur de la planète. Les satellites irréguliers sont caractérisés par des orbites excentriques, inclinées et/ou rétrogrades. Ils sont souvent à l'extérieur des systèmes de satellites réguliers. Ils sont nombreux autour des planètes géantes. Les nouvelles techniques d'observation utilisées augmentent régulièrement le nombre de ces petits satellites qui sont des corps capturés venant probablement du disque de Kuiper. Phobos et Deimos sont probablement des astéroïdes capturés.

Les orbites des satellites réguliers laissent penser qu'ils se sont formés dans un disque circumplanétaire. Ce disque peut être le reste de la nébuleuse d'où est issue la planète. Il est plus probablement le résultat de la capture d'un corps par la planète. Le corps capturé est brisé en entrant dans la limite de Roche. Les collisions amènent les fragments à former un disque dans le plan équatorial de la planète, et la partie du disque à l'extérieur de la limite de Roche s'accrète très rapidement en satellites.

Les petits corps

Les planétésimaux restant entre les orbites de Mars et Jupiter ont survécu aux perturbations dues à Jupiter mais n'ont pas pu s'accréter en un seul corps de dimension planétaire. Les perturbations de Jupiter ont en effet dispersé la plupart d'entre eux, et ont stabilisé les orbites d'une minorité d'objets. Cette ceinture de petits corps, les astéroïdes, a continué à évoluer à la suite de rares collisions mutuelles.

Les planètes ont subi le bombardement des planétésimaux restants qui ont été dispersés par les planètes géantes. Une partie est venue bombarder les planètes du système solaire intérieur. Ces planétésimaux, faits de glace, ont ainsi pu apporter l'eau sur la Terre. Les planétésimaux éjectés vers l'extérieur du système solaire ont formé le nuage de Oort. Ceux qui se trouvaient loin des planètes n'ont pas été perturbés ; ils forment le disque de Kuiper (chapitre 12). L'étude des cratères montre la décroissance progressive de ces bombardements. Ces événements n'ont

cependant pas complètement disparu comme l'a montré la chute, en 1994, de la comète Shomaeker-Levy 9 sur Jupiter.

4.4 Confrontation aux autres systèmes

La comparaison entre le système Soleil-planètes et les systèmes stellaires multiples est instructive : les systèmes stellaires ont des orbites d'inclinaison et d'excentricité très variées, qui sont le fruit d'une formation par effondrement de nuages moléculaires. Il semble, sans que cela soit certain, que ce mécanisme ne permette pas que soient formés des compagnons d'étoiles plus petits qu'un centième de masse solaire.

4.4.1 Les environnements d'étoiles

La connaissance des zones de formation d'étoiles a beaucoup progressé grâce aux satellites infrarouges *IRAS*, puis *ISO*, aux observations millimétriques, ainsi qu'au télescope spatial *Hubble*.

Dans les longueurs d'onde millimétriques, des disques sont observés autour d'étoiles T-Tauri, de masse comprise entre 0,1 et 1 masse solaire. Ils ont une luminosité intrinsèque, due probablement à la chute de gaz et de poussière sur l'étoile. Les spectres de nombreuses étoiles jeunes présentent un excès d'émission dans le domaine infrarouge. Ces émissions sont dues à la présence d'un disque de poussière autour de l'étoile. Ces observations ont permis de calculer la taille des particules de ces disques et de montrer que beaucoup d'entre eux avaient une région vide près de l'étoile. Malheureusement, les gros corps éventuellement présents dans ces disques ne sont pas détectables.

Les observations du télescope spatial *Hubble* ont montré des images de disques circumstellaires. Elles ont aussi détecté une forte activité dans les zones de formation d'étoiles : les vents stellaires d'étoiles très massives vident de leur poussière de très grandes régions, isolent les étoiles qui s'y trouvent et diminuent probablement la masse des disques circumstellaires de ces étoiles.

Des disques de poussières ont aussi été observés autour d'étoiles plus évoluées. Ils ont de façon typique un rayon de l'ordre de 100-200 ua, une masse entre 0,01 et 0,1 masse solaire, et présentent souvent un vide près de l'étoile. La présence de la glace d'eau et de silicate a été détectée. Certains systèmes se présentent sous forme d'anneaux de poussière. Toutes ces observations ont permis de suivre la décroissance de la masse du disque de poussière avec l'âge de l'étoile. Elles confirment globalement le modèle décrit ci-avant. Seul le disque de Bêta-Pictoris pose un problème : l'âge de l'étoile laisserait penser que la phase de dispersion des planétésimaux est terminée. Or, seule la présence d'un grand nombre de petits corps en évaporation ou en collision peut expliquer le disque de poussière observé.

4.4.2 Les planètes extrasolaires

Les planètes extrasolaires détectées à ce jour ont des caractéristiques qui ne s'accordent pas avec le modèle de formation que l'on vient de décrire. En effet, la plupart d'entre elles se trouvent très près de l'étoile et elles sont très massives (voir chapitre 14). Il est vrai que la méthode de détection favorise justement les exoplanètes ayant ces caractéristiques. Le modèle décrit dans ce chapitre, élaboré pour rendre compte de la formation des planètes du système solaire, rend compte de ce que les planètes géantes se forment au-delà de la limite des glaces.

Il y a deux explications possibles à cette apparente contradiction. Selon la première, les planètes se sont formées selon le processus d'effondrement dans un disque massif (modèle Cameron). L'autre hypothèse est qu'elles aient migré vers leur étoile après une formation au-delà de la limite des glaces. Plusieurs processus ont été proposés pour expliquer une telle migration (voir chapitre 14).

Chapitre 5

L'interaction des corps du système solaire avec le milieu interplanétaire

LES ENVELOPPES externes des différents corps du système solaire sont directement au contact du milieu interplanétaire. Ce chapitre décrit les différents processus physiques mis en jeu, et qui conditionnent les échanges de matière, d'énergie et d'impulsion des corps du système solaire avec le milieu interplanétaire.

Le milieu interplanétaire est lui-même formé de quatre composantes :

- les poussières ;
- le rayonnement cosmique, population de noyaux atomiques de très haute énergie (supérieure ou de l'ordre de 100 MeV), produits dans les atmosphères stellaires, puis accélérés au cours d'un long trajet dans la galaxie par les chocs interplanétaires (rayonnement cosmique galactique) ou produits directement au cours des éruptions solaires (rayonnement cosmique solaire) ;
- le gaz neutre d'origine interstellaire ;
- enfin, le vent solaire, plasma composé principalement d'ions H^+ et He^{++}, produit et accéléré dans la couronne solaire d'où il s'étend dans l'espace interplanétaire.

Après avoir présenté les propriétés du vent solaire, composante déterminante du milieu interplanétaire du point de vue de l'interaction avec les objets (5.1), on décrira les enveloppes gazeuses externes des planètes (5.2). Ces enveloppes externes sont sous l'influence directe des rayonnements X et ultraviolet solaires, qui ont pour effet de chauffer l'atmosphère neutre, de porter une partie des atomes et des molécules dans des états quantiques excités, et surtout de créer par ionisation une enveloppe de plasma autour de la planète : l'ionosphère planétaire.

L'interaction du vent solaire avec ces enveloppes gazeuses externes est fonction de la pression de ces enveloppes, et de l'intensité du champ magnétique intrinsèque de l'objet considéré. Selon les valeurs de ces paramètres, cette interaction produit des géométries d'interaction et met en œuvre des mécanismes physiques très différents, dont la section 5.3 décrit la variété des cas de figure. Lorsque les champs magnétiques planétaires sont suffisamment intenses, il se

forme autour de la planète une cavité magnétique creusée dans le vent solaire, que l'on appelle une magnétosphère.

L'activité des magnétosphères planétaires peut être détectée et étudiée à distance par le biais de leurs émissions électromagnétiques, en particulier dans les domaines UV et radio.

5.1 Le plasma interplanétaire : vent solaire et expansion coronale

5.1.1 L'expansion coronale

Au-delà de quelques rayons solaires, la pression du plasma de la couronne solaire (dont la température est de l'ordre de 10^5 à 10^6 K) ne peut être contenue par le champ magnétique coronal. Une partie des tubes magnétiques solaires s'ouvre sur l'espace interplanétaire, formant une tuyère le long de laquelle le plasma de la couronne peut s'échapper en un écoulement supersonique.

Cette structure de la couronne a été révélée en détail par les photos en rayons X mous prises par les astronautes à bord de Skylab. La figure 5-1 en

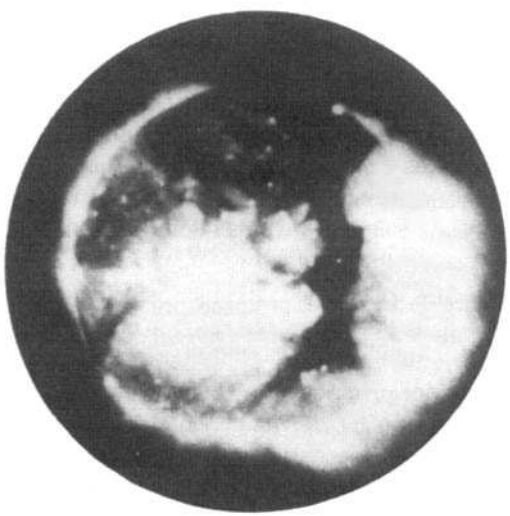


FIG. 5-1 – Les photographies de la couronne en rayons X nous ont révélé la présence, entre les arches magnétiques fermées et denses, de régions peu denses où les tubes magnétiques sont ouverts sur l'espace interplanétaire : ce sont les *trous coronaux* (en sombre sur la photo prise au cours de la mission *Skylab*), qui recouvrent essentiellement les régions polaires mais se prolongent dans les régions équatoriales à certaines longitudes. Les trous coronaux sont très vraisemblablement la source de la majeure partie du vent solaire, et au moins du vent solaire à grande vitesse. (T. E. Holzer, « The Solar Wind and Related Astrophysical Phenomena », *Solar System Plasma Physics*, vol. I, Kennel, Lanzerotti et parker Ed., North-Holland, 1979. Avec l'aimable autorisation de l'éditeur.)

donne un exemple. Le rayonnement X étant produit essentiellement par les électrons énergétiques piégés dans des arches magnétiques fermées, peuplées d'un plasma thermique dense, les régions lumineuses révèlent la position et l'extension dans l'espace des tubes magnétiques fermés, dont on peut voir en première approximation qu'ils occupent les régions équatoriales et de moyennes latitudes. Par contraste, des régions sombres apparaissent jusqu'à la base de la couronne, correspondant à des tubes magnétiques ouverts sur l'espace interplanétaire et emplis d'un plasma environ trois fois moins dense que celui des arches magnétiques : ce sont les trous coronaux.

C'est l'expansion du plasma coronal dans l'espace interplanétaire qui constitue le vent solaire. Le calcul de cet écoulement a été fait initialement par Parker, qui a considéré uniquement les équations du mouvement le long du champ magnétique. Pour un champ magnétique supposé radial, les solutions de l'équation de mouvement couplée à l'équation de continuité sont représentées par le réseau de courbes de la figure 5-2 ; les seules solutions intéressantes du point de vue physique sont bien sûr celles qui connectent la surface solaire (ou un niveau de référence dans la basse couronne où la pression est supposée connue et où la vitesse d'écoulement est négligeable) à l'infini. On voit qu'il en existe de deux types :

– une famille de solutions subsoniques, dans lesquelles la vitesse d'écoulement part de zéro à l'origine, augmente jusqu'à un certain niveau, puis diminue de nouveau pour tendre vers zéro à l'infini : c'est la brise solaire ;

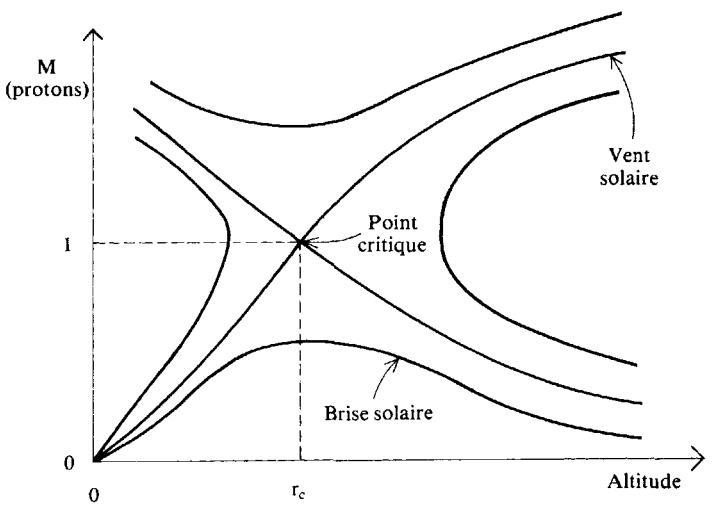


FIG. 5-2 – Allures du profil vertical de la vitesse d'expansion coronale (exprimée en nombre de Mach des protons) pour les différentes solutions du problème hydrodynamique examiné par Parker. Seule la solution « vent solaire », qui franchit le mur du son au point critique (quelques rayons solaires au-dessus de la photosphère), est compatible avec la pression très faible imposée à très grande distance par le milieu interstellaire. (Avec l'aimable autorisation de J. C. Cerisier.)

– une solution singulière pour laquelle la vitesse d'écoulement croît de façon monotone, atteignant un nombre de Mach égal à l'unité en un point du diagramme que l'on appelle le point critique, puis devenant surpersonique au-delà. C'est cette solution qui décrit le vent solaire effectivement observé. Dans le cas de la couronne solaire, le point critique se situe à une altitude comprise entre trois et dix rayons solaires, selon les hypothèses faites sur la divergence des lignes de force et les valeurs des densités et températures coronales. La vitesse des protons est alors de 30 km/s. Elle continue à augmenter considérablement ensuite, pour saturer approximativement à une vitesse qui est celle que l'on observe au niveau de la Terre (environ 400 km/s) et qui reste à peu près constante dans le système solaire externe.

Le fait que l'écoulement réel adopte l'un ou l'autre de ces deux comportements dépend des conditions aux limites imposées sur la pression à l'infini : pour que l'écoulement reste subsonique, il faut que la pression à l'extrémité du tube de force demeure supérieure à une certaine pression critique. Si au contraire règne le vide à l'extrémité du tube, seule la solution supersonique peut être réalisée. Or, la pression régnant dans le milieu interstellaire se situe très certainement au-dessous de la pression critique, et impose donc l'expansion supersonique.

Notons qu'au-delà de cette explication, la question de l'expansion et de l'accélération du vent solaire n'est pas encore tranchée. En effet, dans l'approche de Parker, le vent solaire est considéré comme un fluide très conducteur, électriquement et thermiquement, et c'est le flux de chaleur transporté depuis la couronne qui constitue la source d'énergie principale de l'expansion. Or, cette approche rencontre deux difficultés importantes :

1) le vent solaire devient rapidement non collisionnel avec l'altitude, et ne peut donc plus en principe, être considéré comme un fluide au-delà de quelques rayons solaires ;

2) dans le cadre fluide, l'énergie thermique disponible est juste suffisante pour atteindre une vitesse terminale de 400 km/s (avec une couronne à 10^6 K), mais pas pour atteindre les 700 km/s observés – notamment par *Ulysse* – pour le vent solaire rapide issu des trous coronaux aux hautes latitudes héliographiques.

Une solution possible par rapport à ce second point est un apport suppplémentaire d'énergie au vent sous la forme de micro-éruptions hypothétiques, ou d'ondes d'Alfvén (oscillations du champ magnétique probablement causées par les mouvements erratiques du pied des lignes de champ ancrées dans le Soleil). En faveur de ces dernières, *Ulysse* a observé qu'une forte turbulence magnétique accompagne le vent rapide issu des hautes latitudes. Le mécanisme détaillé du transfert d'énergie n'est cependant pas élucidé.

Une autre approche du vent solaire est proposée par la théorie cinétique exosphérique de l'expansion, dans laquelle le vent solaire n'est plus traité comme un fluide mais comme une collection de particules individuelles en mouvement balistique. Cette approche est justifiée par le fait que le milieu est peu collisionnel au-dessus de l'exobase, à environ 6 R_s d'altitude, où le libre parcours

moyen des particules chargées devient plus grand que l'échelle de hauteur du milieu. De plus, l'expansion initiale est essentiellement parallèle au champ magnétique, qui ne constitue donc pas une entrave au mouvement des particules chargées. Or, la vitesse thermique des particules est

$$V_{th} = (2k_B T/m)^{1/2}$$

pour un milieu à l'équilibre (distribution maxwellienne des vitesses) à température T, k_B étant la constante de Boltzmann. Cette vitesse est donc $(m_p/m_e)^{1/2} \approx 43$ fois plus élevée pour les électrons que pour les protons. Les électrons s'échappent donc beaucoup plus efficacement du Soleil, qui se chargerait positivement sans l'apparition d'un champ électrostatique (E_{es}) de rappel, nécessaire pour restaurer la quasi-neutralité du milieu. Ce champ, qui freine les électrons, va accélérer et extraire les protons et les ions positifs de l'atmosphère solaire. À l'exobase, on montre que l'énergie électrostatique disponible ($e \times E_{es}$) est très supérieure à la fois à l'énergie thermique des électrons et à l'énergie gravitationnelle des protons, et pousse donc le vent solaire. Avec cette énergie électrostatique remplaçant le flux de chaleur de l'expansion fluide, le bilan d'énergie du vent solaire montre qu'une couronne à 10^6 K permet d'atteindre une vitesse terminale d'environ 250 km/s, avec des distributions maxwelliennes d'électrons coronaux (à l'équilibre thermodynamique). Or, les mesures montrent que ces distributions possèdent en fait de copieuses queues suprathermiques (voir fig. 5-3), ce que la théorie explique par un libre parcours moyen des particules chargées augmentant en proportion du carré de leur énergie, donc beaucoup plus grand pour les particules plus énergé-

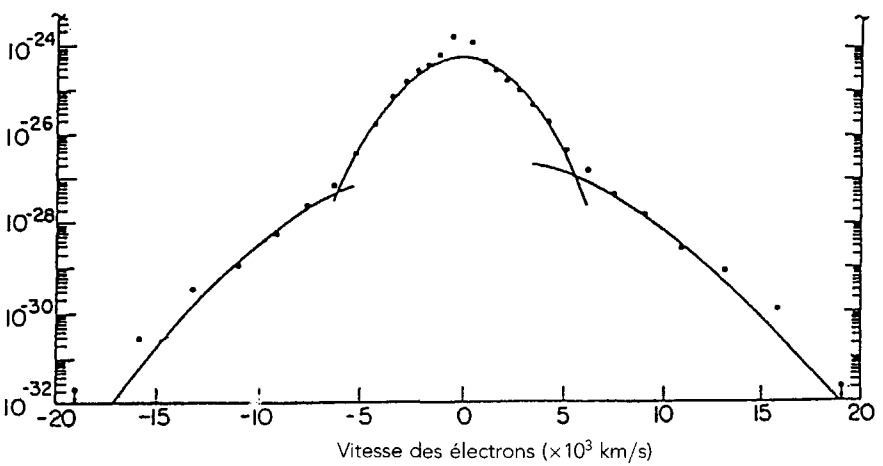


FIG. 5-3 – Exemple de fonction de distribution électronique mesurée dans le vent solaire par la sonde *IMP-7*, et possédant une queue suprathermique. Les traits pleins indiquent l'ajustement par une somme de deux distributions Maxwelliennes (une froide et une chaude). Les points mesurés aux grandes vitesses positives et négatives sont supérieurs à la Maxwellienne chaude, et constituent donc une extension suprathermique. (D'après Feldman, W. C. *et al.*, *J. Geophys. Res.*, 80, p. 4181-4196, 1975.)

tiques. Dans ces conditions, une expansion à 700 km/s devient possible pour un vent ionisé (notons qu'elle serait impossible pour un vent neutre, où le libre parcours moyen est indépendant de l'énergie).

Une question importante subsiste : comment expliquer une température coronale de l'ordre du million de degrés avec une photosphère à seulement 6 000 K ? Là encore, la dépendance en E^2 (ou v^4) du libre parcours moyen des particules chargées d'énergie E ou de vitesse v, associée à des distributions non maxwelliennes, peut fournir une explication : seules les particules les plus rapides atteignent des altitudes plus élevées ; il y a « filtrage des vitesses », et, comme la température n'est que le moment d'ordre 2 de la fonction de distribution statistique des particules, elle croît avec l'altitude.

En fait, le libre parcours moyen des particules est voisin de l'échelle de hauteur du milieu dans la région critique de l'accélération, et donc la solution de l'expansion se trouve probablement dans une « voie du milieu » intermédiaire entre les approches fluide et cinétique, par exemple cinétique avec collisions.

5.1.2 La structure à grande échelle de l'héliosphère dans le plan de l'écliptique

Le volume occupé dans l'espace par les lignes de force magnétiques sortant du Soleil constitue une magnétosphère géante : l'héliosphère. Nous allons décrire sa structure à grande échelle.

Si l'on se situe très au-delà de l'altitude du point critique, les forces magnétiques agissant sur le plasma coronal ne sont plus suffisantes pour l'entraîner dans la rotation solaire. C'est au contraire le plasma coronal, fluide MHD dans lequel les conditions de gel du champ magnétique dans l'écoulement sont réalisées avec une excellente approximation, qui emporte avec lui le champ magnétique coronal dans son expansion radiale à environ 400 km/s.

Le pied de chaque ligne de force magnétique restant ancré dans la photosphère, il continue à être entraîné dans la rotation solaire. La combinaison de la rotation uniforme des pieds et du mouvement radial de chaque point de la ligne de force aboutit à un enroulement des lignes de force dans l'espace interplanétaire. Dans le plan équatorial solaire (et donc également dans le plan des orbites planétaires qui en est peu éloigné), cet enroulement forme en moyenne une spirale d'Archimède dont le pas est égal à la distance radiale parcourue par un élément de fluide du vent solaire en une rotation solaire, soit environ 10^9 km ou six unités astronomiques (fig. 5-4).

À partir de ces remarques simples, il est assez facile de déduire la dépendance radiale des principaux paramètres du plasma et du champ magnétique, au moins dans le plan de l'écliptique.

La conservation du flux de matière entraîne, pour une vitesse radiale constante, une variation en R^{-2} de la concentration ionique du vent solaire. On observe effectivement :

$$n(cm^{-3}) \simeq 5 / R^2 \text{ (ua)}. \qquad (5.1)$$

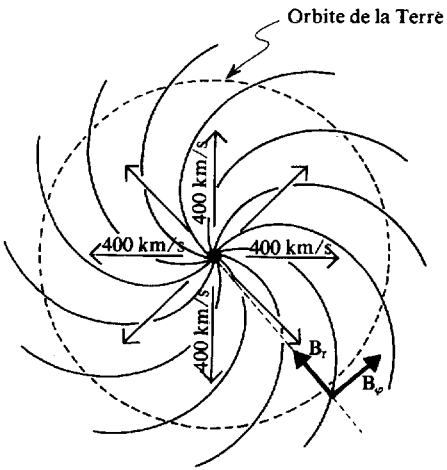


FIG. 5-4 – L'expansion coronale à une vitesse uniforme $|\vec{V}|$, combinée avec la rotation solaire, enroule les lignes de force du champ magnétique interplanétaire en une spirale d'Archimède. Il en résulte qu'au niveau de l'orbite terrestre les composantes radiale B_r et azimutale B_φ du champ magnétique interplanétaire sont approximativement égales.

La conservation du flux magnétique impose la même loi de dépendance radiale pour la composante radiale B_r du champ magnétique interplanétaire :

$$B_r = Br_o / R^2 \text{ (ua)} \tag{5.2}$$

et la structure de la spirale d'Archimède impose alors la dépendance radiale de l'autre composante principale du champ magnétique, la composante azimutale B_φ :

$$B_\varphi = B\varphi_o / R \text{ (ua)} \tag{5.3}$$

La superposition des mesures des diverses missions interplanétaires (fig. 5.5) montre que ces lois sont effectivement vérifiées en moyenne.

Au niveau de l'orbite terrestre (R = 1 ua), Br_o et $B\varphi_o$ sont à peu près égaux (la spirale fait donc un angle de 45 degrés avec la direction du Soleil) et de l'ordre de 3 nT.

Le vent solaire est un gaz complètement ionisé dont la composition chimique est proche de celle de la photosphère, mais appauvrie en ions lourds ; cela est sans doute une conséquence du mécanisme d'échappement thermique à l'origine du vent solaire, qui privilégie les ions légers. On trouve donc plus de 99 % d'ions H^+ et He^{++} (protons et particules alpha), dont environ 3,5 % à 4,5 % d'hélium. Prenant une valeur de 4 nT pour l'intensité du champ interplanétaire au niveau de la Terre, on trouve pour la vitesse d'Alfvén V_A, dans le vent solaire, une variation radiale :

$$V_A \text{ (km/s)} \simeq V_{A_0}\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2R^2 \text{ (ua)}}\right]^{1/2} \tag{5.4}$$

avec une valeur $V_{A_0} = 40$ km/s à 1 ua.

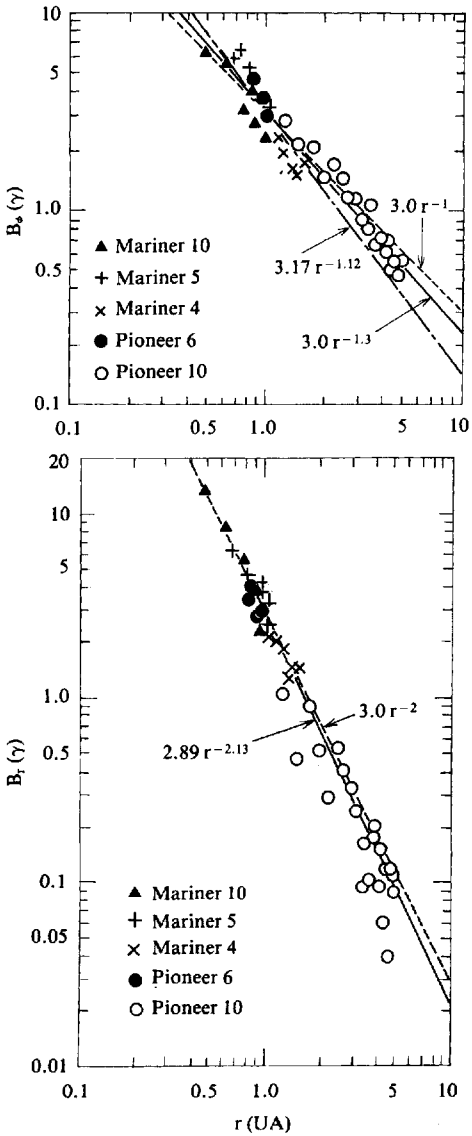


FIG. 5-5 – Les sondes interplanétaires ont déjà permis d'explorer la variation radiale du champ magnétique interplanétaire de 0.4 à 19 UA. La superposition des mesures faites par les sondes Mariner et Pioneer montre que les variations en r^{-2} de la composante radiale B_r, et en r^{-1} de la composante azimutale B_φ, prédites par le modèle simple de la spirale de Parker, sont en assez bon accord avec la moyenne des observations. Les deux composantes sont égales et de l'ordre de 3 nT au niveau de la Terre. (D'après K. W. Behannon, « Heliocentric Distance Dependence of the IMF », *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 16, 1978.)

La composante azimutale B_φ du champ interplanétaire devenant dominante lorsqu'on s'éloigne du Soleil au-delà de l'orbite terrestre, sa variation radiale compense exactement celle de la concentration du vent solaire, et la vitesse d'Alfvén tend vers une valeur uniforme en moyenne, et peu différente de celle que l'on mesure au niveau de notre planète, dans tout le système solaire externe.

5.1.3 La structure tridimensionnelle de l'héliosphère

Lorsqu'on observe le champ magnétique interplanétaire dans le plan de l'écliptique, on constate qu'il est structuré en secteurs de polarités magnétiques opposées, la ligne de force magnétique étant orientée soit vers le Soleil, soit à son opposé. La sonde interplanétaire *Pioneer 11*, en sortant pour la première fois du plan de l'écliptique après son survol de Jupiter, nous a permis d'explorer l'héliosphère jusqu'à une latitude solaire de 16 degrés, et de découvrir que la structure en secteurs cachait une réalité tridimensionnelle beaucoup plus simple (fig. 5-6). L'héliosphère est en fait composée de deux hémisphères magnétiques de polarités opposées, dans chacun desquels les lignes de force sont connectées probablement en majeure partie aux trous coronaux de polarités nord ou sud. Ces deux hémisphères sont séparés par une couche neutre, la « jupe de ballerine » héliosphérique, qui tourne avec le Soleil en ondulant de part et d'autre du plan équatorial solaire, en fonction de la géométrie complexe des champs photosphérique et coronal. Les frontières des secteurs ne sont donc que la coupe dans le plan de l'écliptique de cette couche neutre.

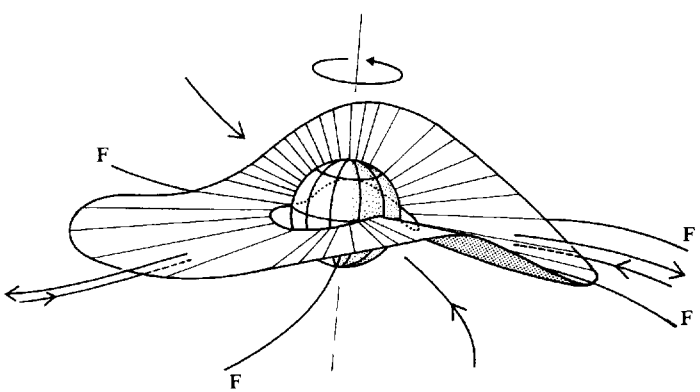


FIG. 5-6 – L'héliosphère apparaît à grande échelle comme divisée en deux hémisphères de polarités magnétiques opposées, l'un fait de lignes de force orientées vers le Soleil (« toward hemisphere »), l'autre de lignes de force orientées dans la direction antisolaire (« away hemisphere »), séparés par une couche neutre dont la position oscille autour de l'équateur solaire. Ces oscillations sont à l'origine de la séparation apparente du milieu interplanétaire en secteurs magnétiques de polarités opposées lorsqu'il est vu en coupe dans le plan de l'écliptique. (D'après J. L. Steinberg, *Le Vent solaire*, Actes du colloque « Technologie de l'environnement spatial », Éditions du CNES, 1986. Avec l'aimable autorisation du CNES.)

La sonde interplanétaire *Ulysse* a permis d'explorer les régions de très haute latitude du vent solaire, puisqu'elle a survolé successivement les deux pôles solaires en 1994-1995 et 2000-2001. Cette mission a permis de faire progresser considérablement la compréhension des relations entre trous coronaux et vent solaire. Deux états distincts du vent solaire ont été identifiés :

- un vent solaire lent, de vitesse moyenne $\approx$ 400 km/s, résultant en fait de la superposition de jets de vitesses différentes, confiné près de l'écliptique et de la couche de courant ;
- un vent rapide à 700-750 km/s, plus homogène, à haute latitude ; *Ulysse* a permis la première mesure des distributions et gradients radiaux de densité et de température électroniques dans ce vent rapide, et de leur variation avec l'activité solaire.

Une frontière nette sépare ces deux régimes dans le milieu interplanétaire, et elle se prolonge à travers la couronne et la chromosphère. De plus, l'expansion à haute latitude est fortement non radiale, et s'ouvre en éventail vers l'équateur héliographique, le vent solaire mesuré à quelques ua étant en moyenne connecté à des latitudes héliographiques supérieures à celle de la mesure. Une symétrie globale nord-sud existe à grande échelle (fig. 5-7).

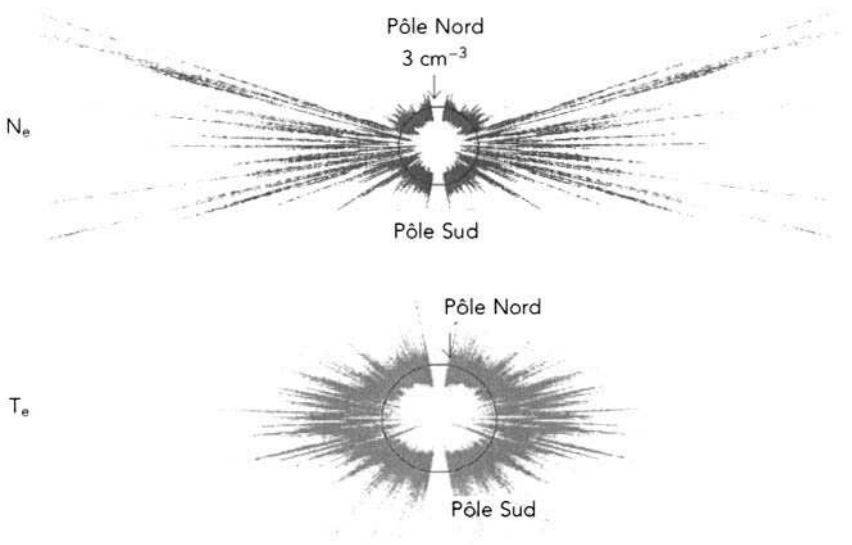


FIG. 5-7 – Structure tridimensionnelle à grande échelle de l'héliosphère déduite des observations d'*Ulysse*. Les distributions des mesures de densité (N_e) et de température (T_e) des électrons « thermiques » du vent solaire sont représentées en coordonnées polaires en fonction de la latitude héliographique. Les cercles indiquent $N_e = 3\ cm^{-3}$ et $T_e = 5{,}5 \times 10^4$ K. Le vent à hautes latitudes, issu de trous coronaux, apparaît moins dense et plus froid que près de l'équateur. (Communiqué par K. Issautier.).

5.1.4 Les structures transitoires du vent solaire

Des variations transitoires et de grande amplitude se superposent à la structure moyenne que l'on vient de décrire. Ces phénomènes transitoires sont le résultat des écarts à l'uniformité des vitesses du vent solaire qui existent en permanence au niveau de sa source coronale. On peut les classer en deux grandes catégories.

Le premier type de structures est engendré par l'inhomogénéité des vitesses d'écoulement radiales du vent solaire. En effet, le vent solaire, vu dans le plan de l'écliptique, est structuré en secteurs de longitude occupés par des jets de vent solaire à grande vitesse (600 km/s ou plus) séparés par des régions de vent plus faible (400 km/s environ). On a pu montrer de façon assez précise que les secteurs à grande vitesse sont connectés par le champ magnétique interplanétaire aux trous coronaux équatoriaux. En raison de la rotation solaire, les jets lents et rapides se succèdent en fait sur une même radiale, ce qui aboutit à la situation décrite par la figure 5-8 : le vent solaire lent est comprimé en avant du jet rapide et

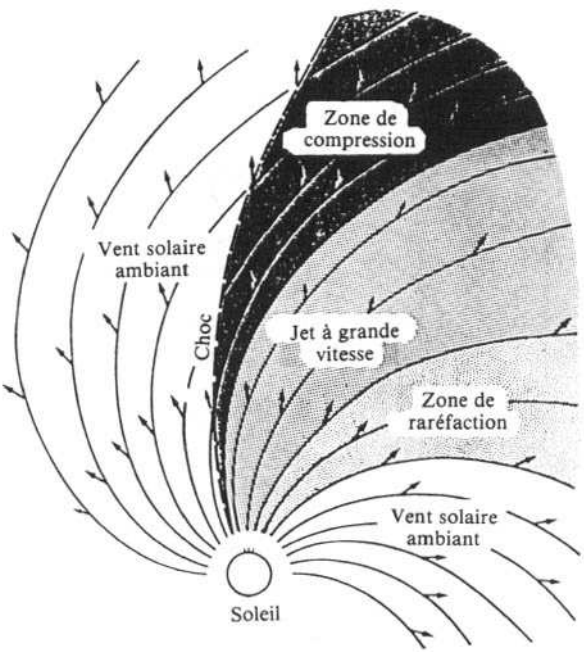


FIG. 5-8 – L'interaction d'un jet de vent solaire de grande vitesse avec le vent solaire ambiant plus lent, vue ici dans un repère en corotation avec le Soleil, crée une zone de compression du plasma de ce vent ambiant en aval (éventuellement procédée d'un choc MHD) et une raréfaction en amont. L'ensemble de ces secteurs tourne de façon rigide avec le Soleil tant que la source du vent solaire reste stationnaire. (D'après A. J. Hundhausen, *Coronal Expansion and Solar Wind*, Springer, 1972.).

se raréfie au contraire en arrière de lui. Cette perturbation, qui est en corotation avec le Soleil comme les sources auxquelles elle est liée, peut dégénérer en une onde de choc MHD interplanétaire en amont et en aval de la région de compression.

On a pu déduire des observations d'Ulysse que ces structures en corotation encadrées de chocs ne sont pas confinées à basse latitude mais produisent des effets jusqu'aux hautes latitudes, notamment la modulation des flux incidents de rayons cosmiques et l'injection de particules accélérées de basse énergie dans les régions polaires solaires.

Le second type de structures est produit non par les écoulements stationnaires mais par les événements coronaux liés à l'activité solaire : une éruption, ou un phénomène transitoire coronal, aboutissent à l'éjection localisée, à très grande vitesse, d'une masse de plasma coronal qui entre en expansion dans l'espace interplanétaire. Les différents types de discontinuités produits par cette éjection de masse sont représentés sur la figure 5-9. Cette fois, la perturbation a une durée finie, et intéresse un secteur de longitude limité dans le repère fixe.

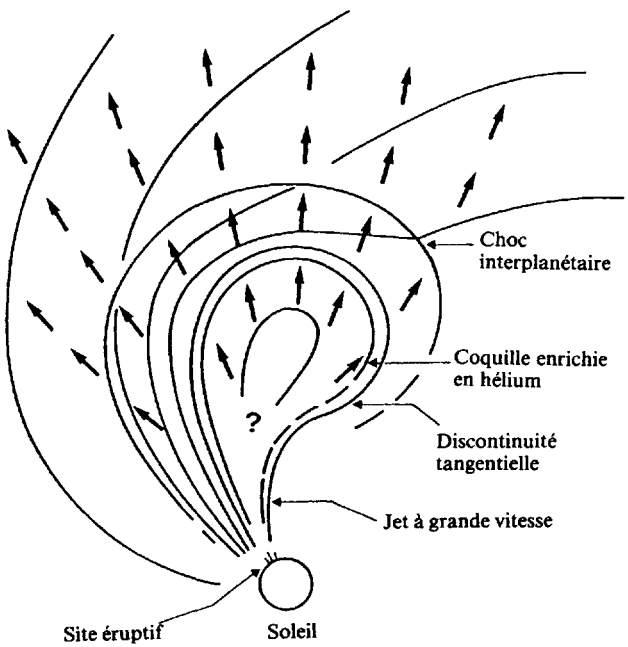


FIG. 5-9 – Perturbation transitoire produite dans le vent solaire par l'éjection de matière coronale consécutive à une éruption. L'éjection de nouvelle matière coronale par l'éruption est séparée du plasma ambiant par une discontinuité de contact, et précédée d'une onde de choc. La coquille externe du plasma coronal éjecté est enrichie en hélium par rapport au vent solaire ambiant. (D'après A. J. Hundhausen, *ibid.*)

Ce type de perturbation, qui est également associée à des chocs interplanétaires, est à l'origine de la classe de sursauts radio solaires/interplanétaires dits de « type II » (fig. 5-10).

5.1.5 L'interaction de l'héliosphère avec le milieu interstellaire

Le milieu interplanétaire est bien sûr en interaction avec les trois composantes principales du milieu interstellaire : le gaz neutre interstellaire, le rayonnement cosmique et le plasma magnétisé interstellaire.

Le sondage du milieu interstellaire local a fait appel à l'étude du profil de raies d'absorption dans les spectres stellaires (par exemple Ca II dans le visible), de la rétro-diffusion résonante de raies solaires dans l'extrême UV (H Lyman-α, He I à

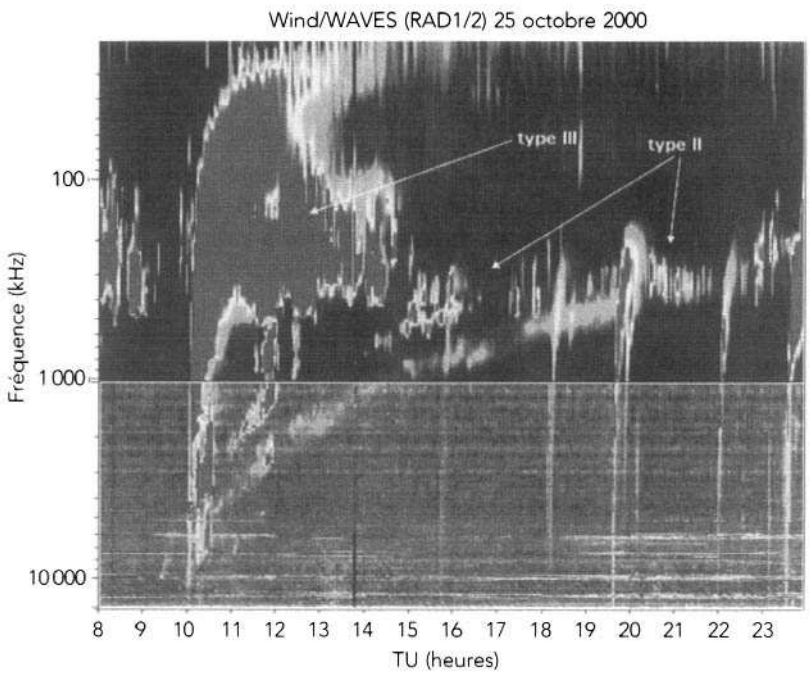


FIG. 5-10 – Spectre dynamique (intensité fonction du temps et de la fréquence) de sursauts radio solaires/interplanétaires de type II et III observés par l'expérience « Waves » de la sonde *Wind*. Les intensités plus élevées apparaissent en clair sur fond sombre. Les fréquences décroissent vers le haut, en raison inverse de la distance du Soleil. Les sursauts de type II sont dus à des ondes de choc se propageant à $\approx$ 1 000 km/s et générant du rayonnement radio à la fréquence plasma électronique locale (f_{pe}) et à son harmonique $2f_{pe}$ (d'où les deux bandes parallèles sur l'image). Les sursauts de type III sont dus à des faisceaux d'électrons relativistes ($v \approx 0{,}1$-$0{,}3$ c) excitant également des émissions à f_{pe} et $2f_{pe}$.

58,4 nm, O^+ à 83,4 nm), et à des mesures directes d'*Ulysse* (hélium, hydrogène et deutérium neutres, ions issus d'atomes interstellaires). Il a été ainsi déterminé que le gaz neutre interstellaire local a une densité de l'ordre de 0,1 particule par cm^3 ($\approx 0{,}06\ cm^{-3}$ pour l'hydrogène et $\approx 0{,}015\ cm^{-3}$ pour l'hélium), une température d'environ 7 000 K, et une composition proche de la composition solaire. Sa vitesse relative par rapport au Soleil, voisine du plan de l'écliptique, est de 21 à 26 km/s.

Insensible aux forces électromagnétiques, il peut donc pénétrer librement dans l'héliosphère avec cette vitesse moyenne. Ses interactions avec le système solaire se réduisent à la déviation imposée à la trajectoire de chaque particule par la gravité et le rayonnement solaires, et aux échanges de charges entre les particules neutres interstellaires et les ions du vent solaire. Ce second mécanisme, qui a pour effet de remplacer un ion rapide du vent solaire par un ion lent issu du milieu interstellaire, constitue une perte d'énergie et d'impulsion pour l'écoulement du vent solaire. L'effet de ces échanges de charges a été mis en évidence par la modulation qu'il induit sur l'émission Lyman-α de l'hydrogène interstellaire, et par la détection directe par *Ulysse* d'ions H^+, He^{++}, $^3H^+$, $^4H^+$, C^+, N^+, O^+ et Ne^+, produits par l'interaction d'atomes interstellaires avec le vent solaire (et aussi probablement par photo-ionisation).

Les caractéristiques du plasma thermique interstellaire, encore mal connues, sont vraisemblablement une concentration de l'ordre de quelque 10^{-2} particule par cm^3 et une température analogue à celle du gaz neutre. Ce plasma est plongé dans un champ magnétique proche de 0,35 nT. C'est son interaction avec ce plasma magnétisé qui limite l'extension de l'héliosphère ; l'expansion du vent solaire est en effet stoppée dès que sa pression totale n'est plus supérieure à celle du plasma et du champ magnétique interstellaires.

La pression thermique du plasma interstellaire, Nk_BT, avec $N \approx 10^{-2}\ cm^{-3}$ et $T \approx 7000$ K, est de 10^{-15} Pa. Sa pression dynamique, Nmv^2, avec $m \sim m_p$ et $v \approx 25$ km/s, est de 10^{-14} Pa. Enfin, sa pression magnétique, $B^2/2\mu_o$, avec $B \approx 0{,}35$ nT, vaut 5×10^{-14} Pa. C'est donc cette dernière qui domine la pression totale d'environ 10^{-13} Pa. Cette pression totale est atteinte par la pression dynamique (dominante) du vent solaire à une distance d telle que :

$$(N_\oplus/d^2)\ m_p V^2 = 10^{-13}\ \text{Pa},$$

avec d en ua, $N_\oplus \approx 5\ cm^{-3}$ et $V \approx 400$ km/s. On en tire une distance héliocentrique $d \approx 110$ à 120 ua, soit de l'ordre de trois fois la distance du Soleil à Pluton.

La géométrie des régions externes de l'héliosphère a peut-être l'allure représentée sur la figure 5-11. Au-delà de la distance susmentionnée, le plasma interstellaire vient buter à 20-25 km/s sur une discontinuité de contact (l'héliopause) qui délimite la frontière externe de l'héliosphère (à moins qu'il n'ait été auparavant décéléré par un choc). À quelques ua à l'intérieur de l'héliosphère doit probablement exister un choc – dit « terminal » – au travers duquel le vent solaire redevient subsonique avant d'être dévié vers la région de l'héliosphère située en aval par rapport à l'écoulement du gaz interstellaire (vent interstellaire). Les échanges de charge décrits plus haut ne semblent en effet pas pouvoir induire un ralentis-

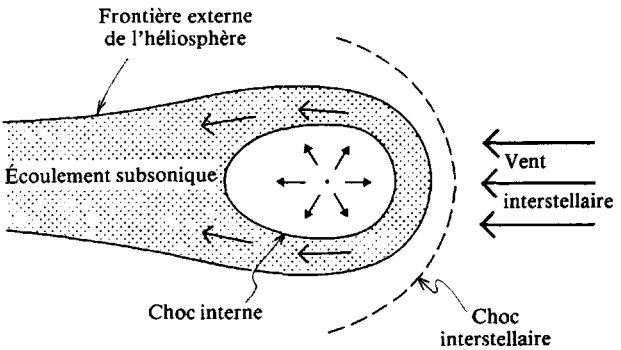


FIG. 5-11 – Les principales discontinuités sans doute produites par l'interaction vent solaire avec la composante ionisée et magnétisée du milieu interstellaire délimitent l'extension dans l'espace de l'héliosphère. (D'après W. I. Axford, « Interaction of the Interstellar Medium with the Solar Wind », *Space Science Reviews*, 14, 582, 1973.)

sement suffisant du vent solaire pour supprimer ce choc. C'est en fait la distance de ce choc interne qui est estimée par l'équilibre de pression que l'on vient de décrire.

Cette représentation n'est bien sûr qu'une image plausible des frontières héliosphériques, qui doivent dans la réalité être très variables dans le temps et l'espace en raison de la variabilité et des inhomogénéités du vent solaire et du milieu interplanétaire, en particulier avec le cycle d'activité solaire de 11 ans. La distance de l'héliopause pourrait être inférieure à 100 ua en période de minimum, et supérieure à 150-200 ua en période de maximum d'activité.

Il est intéressant de noter qu'un rayonnement radio à la fréquence comprise entre 1,8 et 3,6 kHz est détecté par les sondes *Voyager* depuis qu'elles ont dépassé une distance héliocentrique de 12 ua, et donc depuis que la fréquence de plasma ambiante du vent solaire est tombée en dessous de $\approx$ 2 kHz (fig. 5-12). Deux périodes d'activité solaire intense, en 1982 et 1991, caractérisées par des éjections de masse coronale à 500-600 km/s et des décroissances du flux de rayons cosmiques galactiques détecté dans le système solaire interne, ont été suivies avec un délai de $\approx$ 400 jours de fortes intensifications du rayonnement radio. Ce délai correspond à une frontière à 110-160 ua. Le rayonnement est attribué à des oscillations de plasma excités près du « nez » de l'héliopause par les chocs interplanétaires incidents (selon un mécanisme analogue à celui des sursauts solaires de type II), et les fréquences émises suggèrent alors une densité de plasma locale de 0,04-0,16 cm^{-3}, compatible avec les mesures citées plus haut (alors que la densité du vent solaire à cette distance est inférieure à 0,001 cm^{-3}). La puissance totale émise a été estimée à 10^{13} W, très supérieure aux puissances radio émises par les autres sources du système solaire (Soleil ou planètes magnétisées). La

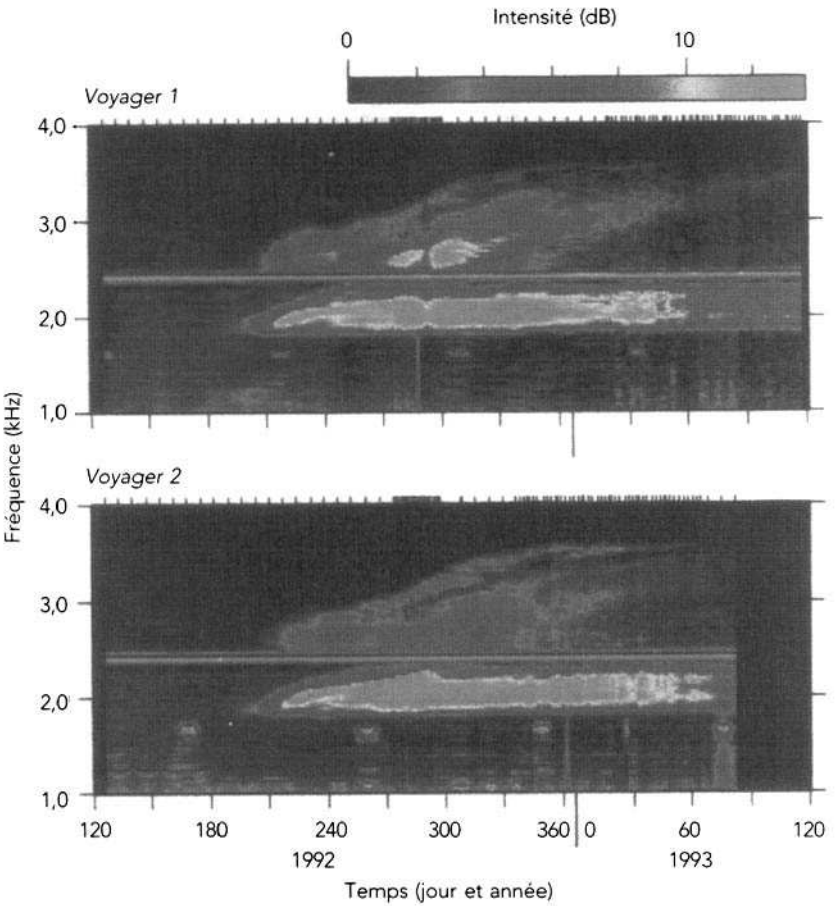


FIG. 5-12 – Spectre dynamique (distribution temps-fréquence) de l'émission radio héliosphérique détectée par les sondes *Voyager 1* et *2* en 1992-1993. Les intensités apparaissent en clair sur fond sombre. Les spectres mesurés, à partir desquels les images sont interpolées, sont indiqués par les marques au-dessus de chaque panneau. (D'après D. A. Gurnett *et al.*, *Science*, 262, p. 199, 1993.)

structure temps-fréquence de l'émission radio, et notamment les dérives de ≈ 2 à $\approx 3{,}5$ kHz en quelques mois, pourraient s'interpréter en termes de gradients de densité radiaux entre l'héliopause et ses chocs associés.

Des mesures *in situ* uniques pourraient être obtenues par les sondes *Voyager* si elles atteignent cette frontière avant leur extinction, dans une vingtaine d'années. Elles sont actuellement à ≈ 80 ua du Soleil et s'éloignent au rythme de 3,5 ua/an.

5.2 Les enveloppes gazeuses externes des planètes : thermosphères et ionosphères

Le rayonnement électromagnétique solaire UV et X, et les rayonnements corpusculaires de particules énergétiques, sont à l'origine de l'ionisation des enveloppes les plus externes des atmosphères planétaires. Il s'y forme donc une composante de plasma qui constitue ce que l'on appelle les couches ionosphériques.

Comme l'illustre la figure 5-13, ces couches de plasma ionosphérique jouent un rôle fondamental dans la dynamique des enveloppes ionisées :

– elles sont conductrices, si bien que chaque planète est entourée d'une sorte de conducteur sphérique immergé dans sa haute atmosphère. Ce conducteur va porter des courants électriques sous l'action de générateurs dynamos pro-

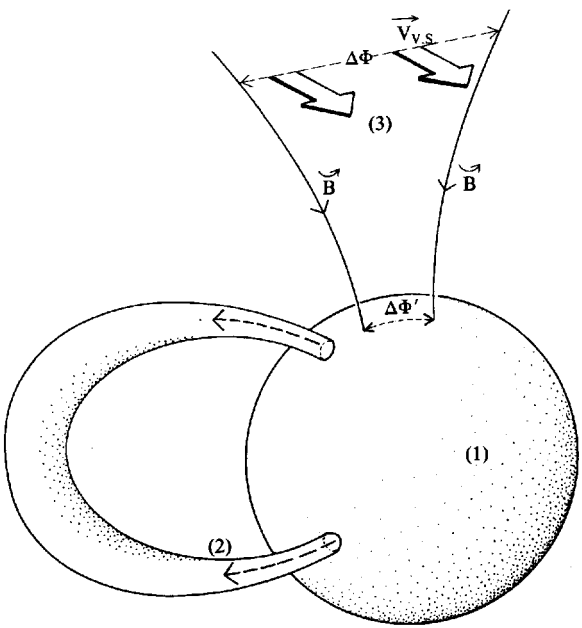


FIG. 5-13 – Les trois fonctions de la source de plasma ionosphérique dans l'électrodynamique des enveloppes ionisées planétaires. 1) Les couches ionosphériques constituent une coquille conductrice entourant la planète, immergée dans sa haute atmosphère. 2) Lorsque la planète possède une magnétosphère, le plasma créé par ionisation de la haute atmosphère diffuse dans les tubes magnétiques auquel il est connecté, et tend donc à les remplir d'un plasma assez froid (0,1 à 1 eV). 3) Les électrons froids qui ont ainsi diffusé rendent les lignes de force extrêmement conductrices, et connectent au conducteur ionosphérique la dynamo engengrée par le mouvement relatif du vent solaire magnétisé et de la planète. Une fraction $\Delta\Phi'$ du potentiel $\Delta\Phi$ induit par le vent solaire entre deux lignes de force planétaires se trouve ainsi appliquée au conducteur ionosphérique.

duits dans la haute atmosphère, soit par les mouvements atmosphériques eux-mêmes (les vents), soit par les mouvements relatifs du vent solaire et du conducteur ionosphérique ;

– elles sont des sources de plasma. En diffusant, en particulier le long des lignes de force magnétiques, le plasma d'origine ionosphérique, dont les énergies sont typiquement comprises entre 0,1 et 1 eV, emplit une très grande partie de la cavité magnétosphérique, où il se comporte, en raison de sa faible température, comme un fluide MHD « gelé » dans le champ magnétique. Obéissant dans ses mouvements à l'équation :

$$\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B} = 0, \tag{5.5}$$

il matérialise donc les « mouvements » au sens MHD des lignes de force magnétiques, dont la détermination sera l'un des principaux objets de ce chapitre ;

– là où le plasma ionosphérique a diffusé, les lignes de force magnétique deviennent très conductrices. La composante parallèle à B de l'équation (5.5) s'écrit simplement :

$$\vec{E} \cdot \vec{B} = 0 \tag{5.6}$$

en raison de la très grande mobilité le long de B des électrons « froids » ionosphériques. Ces lignes de force jouent donc le rôle de connexions électriques très efficaces entre le conducteur ionosphérique et les dynamos réparties dans la cavité magnétosphérique ou à son interface avec le vent solaire. Les courants délivrés par ces dynamos ont donc tendance à se refermer le long des lignes de force, puis à travers la coquille conductrice ionosphérique.

5.2.1 La structure de la haute atmosphère neutre

Structure verticale de l'atmosphère neutre

La distribution verticale des constituants de l'atmosphère neutre est contrôlée par deux phénomènes : les réactions chimiques et photochimiques échangeant entre eux les différents constituants sous l'effet du flux solaire incident, et la dynamique propre de chaque constituant, qui, dans une atmosphère stratifiée horizontalement, tend à le faire diffuser verticalement au travers des autres pour atteindre son propre équilibre hydrostatique. Selon l'importance de la diffusion moléculaire, du brassage turbulent de l'atmosphère, et des réactions chimiques, chaque espèce chimique de l'atmosphère prise séparément peut être plus ou moins proche de son équilibre hydrostatique partiel. Mais dans tous les cas, le gaz atmosphérique pris dans son ensemble obéit à la loi de l'équilibre hydrostatique global (voir aussi section 1.2.2) :

$$\frac{d}{dz}(N_n k T_n) = -N_n \, Mg(z). \tag{5.7}$$

Cette équation, qui décrit la variation verticale de N_n, la concentration totale (sommée sur toutes les espèces chimiques) de l'air neutre, s'intègre pour donner :

$$N_n(z) = N_n(0)\,\frac{T_n(0)}{T_n(z)}\exp\left(-\int_0^z \frac{dz'}{H_n(z')}\right) \tag{5.8}$$

où

$$H_n(z) = \frac{kT_n(z)}{Mg(z)} \tag{5.9}$$

est l'échelle de hauteur de l'air neutre (l'altitude dont il faut s'élever pour que N_n décroisse d'un facteur e).

L'équation (5.8) n'est effectivement utilisable que si l'on connaît les profils verticaux de :

– $T_n(z)$, la température du gaz neutre ; et

– M(z), la masse moléculaire moyenne du gaz neutre.

La détermination de ces deux profils est en réalité un problème complexe, qui suppose de faire le bilan d'énergie de l'atmosphère (pour déterminer T_n), et de connaître la photochimie des constituants, pour pouvoir calculer la masse moléculaire moyenne M(z) à partir du rapport de mélange de chacun d'eux. Nous donnerons seulement quelques idées intuitives à partir de l'exemple de l'atmosphère terrestre, présenté en figure 5-14. Cette figure montre la profondeur de pénétration du rayonnement solaire en incidence verticale dans l'atmosphère terrestre, sous la forme de la variation en fonction de la longueur d'onde de l'altitude où l'épaisseur optique de l'atmosphère est égale à 1 (voir section 3.2.1) : lorsque cette courbe est à peu près horizontale sur une large bande spectrale, cela signifie qu'une fraction de l'énergie solaire est déposée dans un domaine d'altitude bien défini. Chacun de ces domaines correspond, dans la structure verticale de l'atmosphère, à un sens de variation de la température. On peut le voir en examinant la correspondance entre la figure 5-14 et la courbe du profil vertical de la température présentée sur la figure 5-15. À partir du sol (où est absorbée la plus grande partie du rayonnement solaire incident dans le visible et l'infrarouge), la température décroît dans la troposphère jusqu'à atteindre un premier minimum à la tropopause (entre dix et vingt kilomètres selon la latitude). Au-dessus de la tropopause, la stratosphère correspond à une remontée de la température (jusqu'à la stratopause, vers cinquante kilomètres d'altitude) produite par l'absorption de l'ultraviolet dans la bande 200-300 nm par la couche d'ozone (cette couche d'ozone qui nous protège de l'impact direct des rayons ultraviolets solaires, et dont l'équilibre dépend d'un nombre élevé – de l'ordre de la centaine – de cycles photochimiques couplés). Au-dessus de la stratosphère, la température décroît à nouveau dans la mésosphère (en l'absence de source de chaleur, le profil de température tend à se rapprocher du gradient adiabatique, qui est le gradient marginalement stable par rapport à l'instabilité convective de l'atmosphère). Au-dessus de la mésopause, vers 90 km d'altitude, la température croît de nouveau, cette fois-ci jusqu'à son sommet, pour atteindre une valeur asymptotique très élevée, de 900 K ou plus, que l'on appelle la température exosphérique. C'est la

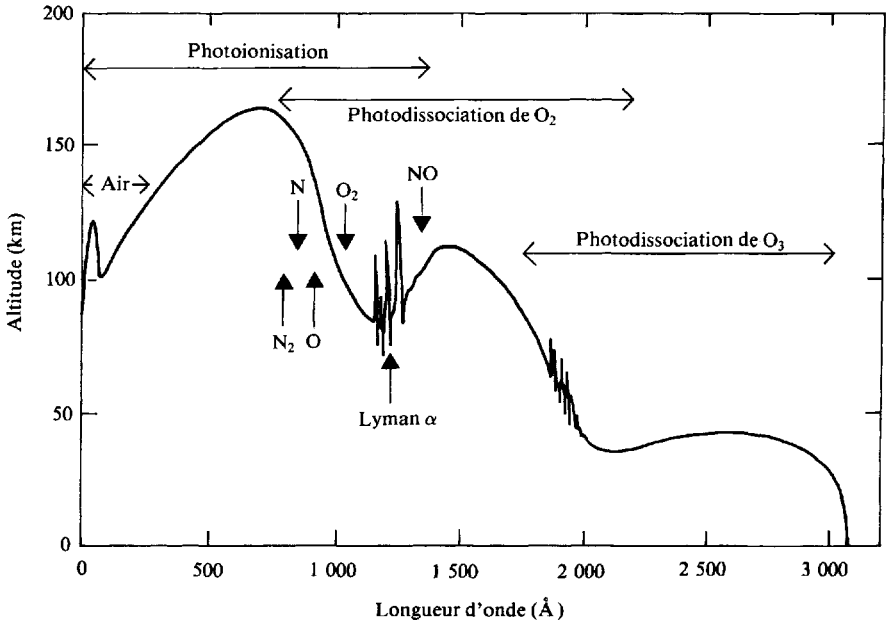


FIG. 5-14 – Profondeur de pénétration du rayonnement solaire en incidence verticale dans l'atmosphère terrestre dans le domaine ultraviolet. On y voit clairement les différentes couches de l'atmosphère où le rayonnement dépose son énergie. 1) Pour $\lambda > 3\ 100$ Å, le rayonnement atteint le sol (ou le sommet des nuages). 2) La bande 2 000-3 000 Å est absorbée par la photodissociation de l'ozone vers 40 km. C'est l'origine de la remontée de température de la thermosphère. 3) La bande de $\approx$ 1 000 à 1 700 Å est absorbée par la photodissociation de O_2 autour de 100 km d'altitude. C'est l'origine de la remontée de température à la base de la thermosphère. 4) La photoionisation de la haute atmosphère au-dessus de 90 km est produite par la partie du spectre de $\lambda < 1\ 400$ Å environ.

conséquence de l'absorption de la bande EUV (extrême ultraviolet) par la photoionisation, et de la bande ultraviolette de 100 à 170 nm par la dissociation de la molécule O_2 qui intervient autour de cent kilomètres d'altitude. Cette dernière est sujette à une variabilité très importante selon des cycles diurne, saisonnier, solaire, et en fonction de l'activité magnétique.

L'examen de la deuxième courbe de la figure 5-15, celle de la masse moléculaire moyenne, fait apparaître deux domaines différents. Du sol jusqu'à l'homopause, située vers 90 km d'altitude, la composition chimique de l'air reste celle du niveau du sol (M = 29). Cela est dû pour l'essentiel au brassage turbulent de l'air, dont la cause principale est le chauffage prépondérant de l'atmosphère par le sol. L'homosphère est la « zone convective » d'une atmosphère planétaire.

Avec le gradient vertical fortement positif de la température, rencontré à partir de 90 km dans la thermosphère, l'atmosphère devient convectivement très stable,

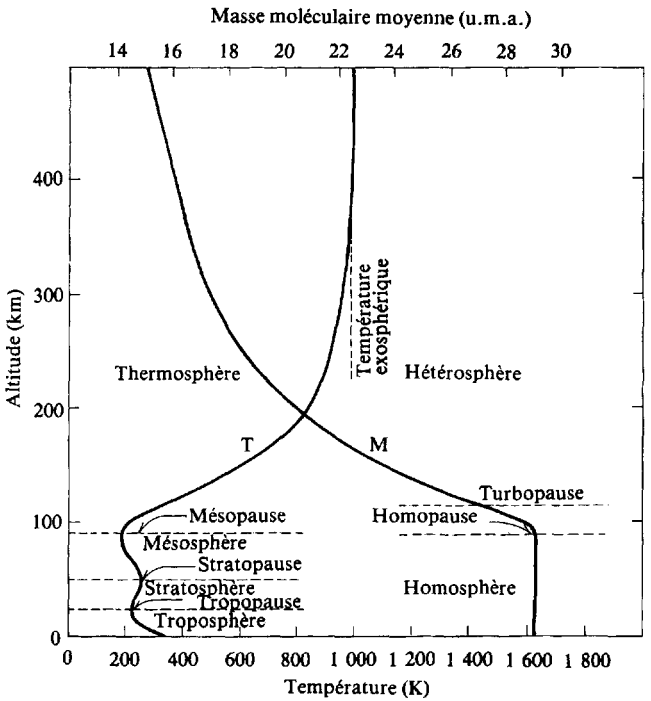


FIG. 5-15 – Distribution verticale de la température neutre T, et de la masse moléculaire moyenne M, dans l'atmosphère terrestre et domaines atmosphériques correspondants.

et le brassage vertical des constituants cesse rapidement, pour devenir négligeable au-dessus de la turbopause (vers 110 km). On entre dans l'hétérosphère, où s'effectue une séparation gravitationnelle des différents constituants chimiques, et donc une diminution progressive de M avec l'altitude, les constituants plus léger devenant progressivement dominants lorsqu'on monte. C'est dans ces domaines de la thermosphère et de l'hétérosphère que se forme l'essentiel du plasma ionosphérique, sous l'effet de la photo-ionisation par le spectre UV et EUV solaire, dont la figure 5-16 montre un exemple.

Structure verticale de l'hétérosphère/thermosphère

Au-dessus de la turbopause, les différents constituants atmosphériques ne sont plus mélangés par le brassage turbulent de l'atmosphère instable. Les distributions verticales obéissent séparément pour chaque constituant à l'équation :

$$\left(\rho_i \vec{g} - \nabla P_i\right)_z = 0 \qquad (5.10)$$

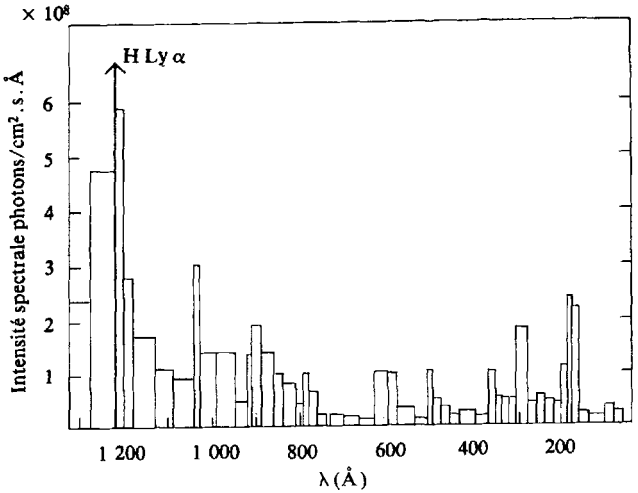


FIG. 5-16 – Spectre de la composante du rayonnement solaire dans les domaines UV lointain et X, qui est responsable de la photoionisation de la haute atmosphère, et donc de la formation des couches ionosphériques régulières. (D'après K. Takayanagi et Y. Itikawa, « Elementary Processes Involving Ions in the Ionosphere », *Space Science Reviews*, 11, 380, 1970.)

soit

$$\frac{\partial}{\partial z}(N_i\, kT_i) = N_i\, m_i\, g \tag{5.11}$$

où N_i, m_i, T_i, sont les concentrations, masse moléculaire et température du constituant i, et P_i est sa pression partielle. Posant :

$$H_i = \frac{kT_i}{m_i\, g} \tag{5.12}$$

l'équation s'intègre en :

$$N_i/N_{i_o} = (T_{i_o}/T_i) \cdot \exp\left[-\int_{z_o}^{z} \frac{dz'}{H_i(z')}\right] \tag{5.13}$$

En l'absence de réaction chimique, la concentration de chaque constituant diminue donc de façon exponentielle avec l'altitude. La longueur caractéristique de cette diminution, H_i, s'appelle l'échelle de hauteur. C'est l'altitude que gagne une particule d'énergie thermique (kT_i) si on convertit son énergie cinétique en énergie potentielle dans le champ de gravité.

La conséquence immédiate de l'équation (5.13) est donc que, H_i étant inversement proportionnelle à la masse m_i du constituant et proportionnelle à la température, la concentration relative des constituants au-dessus de la turbopause est fonction de l'altitude, l'atmosphère s'appauvrissant progressivement en éléments lourds lorsque l'altitude augmente.

Ces effets sont illustrés par la figure 5-17, qui représente en échelle logarithmique la distribution verticale des concentrations des principaux constituants pour deux valeurs de la température exosphérique, toujours pour l'exemple de l'atmosphère terrestre. Lorsqu'on parcourt les courbes de bas en haut, on voit que les constituants majoritaires sont d'abord N_2 et O_2 (comme au niveau du sol, la composition n'ayant pas varié entre le sol et le niveau de la turbopause). Puis l'oxygène atomique O, produit par la photodissociation de O_2 autour de cent kilomètres d'altitude comme le montrait la figure 5-14, devient majoritaire. Enfin, les éléments encore plus légers, l'hélium puis l'hydrogène, deviennent tour à tour majoritaires lorsqu'on monte en altitude.

La comparaison des diagrammes de droite et de gauche de la figure 5-17 montre l'effet spectaculaire de la température, qui peut faire varier d'un ordre de grandeur la concentration totale de l'atmosphère. Cet effet est bien connu des spécialistes de la trajectoire des satellites, puisque, par exemple, c'est une éruption solaire qui, par l'augmentation du flux ultraviolet solaire qui l'avait accompagnée et l'échauffement consécutif de la thermosphère, a conduit à avancer de plusieurs jours la date prévue pour la rentrée dans l'atmosphère de la station

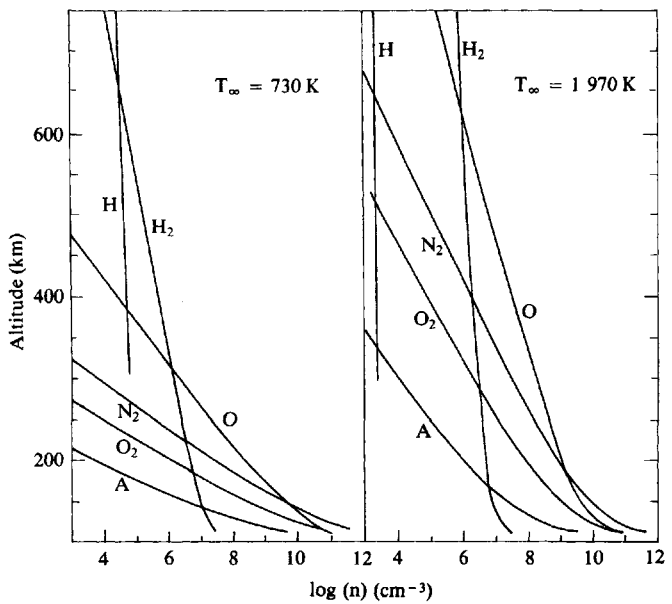


FIG. 5-17 – Distribution verticale des constituants de la thermosphère terrestre pour deux valeurs de la température exosphérique T_∞. Au-dessus de la turbopause, la concentration d'un constituant décroît d'autant plus lentement qu'il est plus léger et que T_∞ est plus élevé, d'où la dominance des éléments les plus légers (hydrogène et hélium) aux plus hautes altitudes. (D'après A. Giraud et M. Petit, Ionospheric Techniques and Phenomena, *Geophysics and Astrophysics Monographs*, D. Reidel Publishing Company, 1978.)

orbitale Skylab de la NASA (l'augmentation de la densité et de la pression de la haute atmosphère accroît la force de freinage exercée par l'atmosphère sur les satellites et accélère l'« usure » de leurs orbites).

L'exosphère

La description de la distribution verticale des constituants atmosphériques à l'aide de l'équation (5.13) a une limite de validité inférieure : la turbopause. Elle a aussi une limite de validité supérieure, qui est également la limite de validité des équations fluides dont l'équation (5.7) est essentiellement la composante verticale.

En effet, la description fluide suppose que les fonctions de distribution des vitesses des différentes espèces s'écartent peu d'une distribution maxwellienne. Cela n'est vrai que si les collisions entre particules sont suffisamment importantes. Dans un milieu hétérogène tel que l'atmosphère, cette situation d'équilibre thermodynamique local (ETL) est réalisée si l'on a :

$$L_{col} < L \tag{5.14}$$

L_{col} (longueur caractéristique de collision) étant le libre parcours moyen, et L une longueur caractéristique des variations spatiales des paramètres macroscopiques du milieu. Dans notre cas, on peut prendre bien évidemment $L = H_n$, qui est par définition l'échelle caractéristique de variation verticale de la concentration. En conséquence, au-dessus de l'altitude définie par $L_{col} = H_n$, que l'on appelle l'exobase, on pénètre dans une couche de l'atmosphère qui n'est plus maintenue par les collisions au voisinage de l'équilibre thermodynamique local. On appelle cette couche l'exosphère. Dans l'atmosphère terrestre, l'exobase se situe vers 500 ou 600 km d'altitude. L'exosphère est donc constituée essentiellement d'hélium et d'hydrogène.

Pour calculer la distribution des constituants dans l'exosphère, on ne peut plus faire appel à l'équilibre hydrostatique. Il faut :

– se donner les fonctions de distribution des différentes espèces à un niveau de référence, considéré comme niveau source (a priori, l'exobase où l'on suppose le plus souvent les distributions maxwelliennes) ;

– utiliser le théorème de Liouville pour calculer partout ailleurs les fonctions de distribution des espèces, en supposant que toutes les particules ont des trajectoires balistiques, exemptes de collisions.

En fait, cette méthode a elle-même des limites de principe assez sévères. Le théorème de Liouville dit en effet simplement que la valeur numérique de la fonction de distribution f_i (r,v) de chaque espèce se conserve le long de chaque trajectoire. Connaissant uniquement au départ f_i à l'exobase, on ne pourra la calculer qu'aux points de l'espace des phases (r, v) qui sont effectivement connectés à l'exobase par une trajectoire.

Or, comme le montre la figure 5-18, il existe trois types de trajectoires, différant du point de vue de leur connexion à l'exobase :

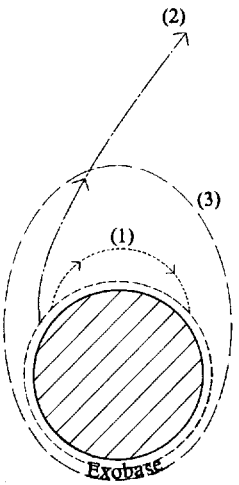


FIG. 5-18 – Les trois types de trajectoire des particules neutres de l'exosphère : 1) Trajectoire « balistique », de l'exobase à l'exobase. 2) Trajectoire d'échappement, de l'exobase à l'espace interplanétaire. 3) Trajectoire « satellite », ne rencontrant pas l'exobase. (Ce dernier type peut être elliptique comme sur la figure, mais également parabolique ou hyperbolique.)

1) les trajectoires dites « balistiques », partant de l'exobase pour y revenir. Ce sont celles pour lesquelles la vitesse initiale v de la particule quittant l'exobase est inférieure à la vitesse de libération ;

2) les trajectoires d'échappement (hyperboles ou paraboles dans le champ d'un corps central à symétrie sphérique) telles que $v > v_l$;

3) les trajectoires dites « satellites », parce qu'il s'agit d'orbites ne touchant pas l'exobase.

La méthode cinétique décrite plus haut permet de calculer f_i (r,v) le long des trajectoires (1) et (2). En particulier, le flux total des particules inscrites sur des trajectoires du type (2) correspond à un flux d'échappement net pour l'atmosphère planétaire. Comme le montre schématiquement la figure 5-19, ce flux d'échappement est d'autant plus important que le constituant considéré est plus léger (parce que sa vitesse thermique est inversement proportionnelle à $m_i^{1/2}$) et que l'attraction du corps central, qui détermine la vitesse de libération v_l, est plus faible.

C'est ce qui explique que la Terre et les planètes intérieures perdent en permanence de l'hydrogène, et que la plupart des corps les plus légers du système solaire (Lune, Mercure, petits satellites des planètes géantes) n'aient pu retenir une atmosphère.

En revanche, la méthode cinétique ne permet pas de calculer f_i (r,v) le long des trajectoires (3) (« satellites ») puisqu'en l'absence de collisions, elles ne sont pas connectées à la source que constitue l'exobase. Dans le cadre des hypothèses

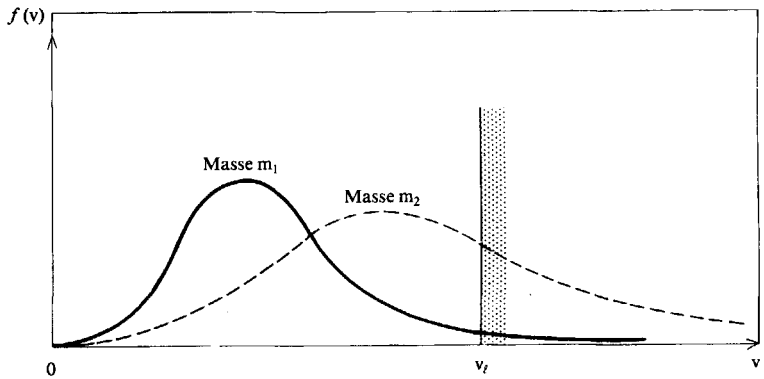


FIG. 5-19 – On a tracé la fonction de distribution des vitesses f(v) (où $v = |\vec{v}|$) de deux espèces atmosphériques à l'exobase de masses m_1 et m_2. Si $m_2 < m_1$, pour une même température T la fraction des particules de masse m_2 ayant une vitesse supérieure à la vitesse de libération v_l est supérieure à la fraction des particules de masse m_1 dépassant cette vitesse. Le flux d'échappement est une fonction très rapidement croissante de T, et rapidement décroissante de m, la position du pic de la distribution de vitesse étant proportionnelle à la vitesse thermique $(kT/m)^{1/2}$. Ce « flux d'échappement de Jeans » est également une fonction rapidement décroissante de la pesanteur planétaire, qui détermine bien sûr la vitesse de libération v_l.

de la théorie cinétique, on devrait simplement faire l'hypothèse $f_i = 0$, ces trajectoires n'étant pas peuplées. Cependant, cette conclusion est inexacte, car les collisions, même si elles sont très rares dans l'exosphère, permettent lorsqu'elles se produisent, de transférer sur des trajectoires satellites des particules initialement placées sur des trajectoires de types (1) et (2). Cet effet, très faible mais cumulatif sur de longues périodes de temps, tend à rétablir l'équilibre thermodynamique même dans ces régions raréfiées. Mais un modèle correct d'un point de vue conceptuel de cette situation, à mi-chemin entre la description fluide et la description cinétique, est très difficile à construire, comme dans le cas de l'expansion du vent solaire.

5.2.2 La structure et la dynamique des couches ionosphériques

Le plasma ionosphérique, qui naît de l'ionisation de la haute atmosphère, peut, en raison de sa faible énergie caractéristique (0,1 à 1 eV) et de son très fort couplage avec le gaz neutre – par suite de ses mécanismes de production, de recombinaison et de collisions –, être représenté en bonne approximation comme un système de n + 1 fluides (n étant le nombre d'espèces ioniques présentes) couplés chacun au gaz neutre par les termes de collision de l'équation de Boltzmann.

Nous allons étudier successivement les deux premiers moments de cette équation, afin d'en déduire la structure verticale des couches ionosphériques, puis leurs propriétés électrodynamiques.

L'équation de continuité : naissance et mort du plasma ionosphérique

Pour chacun des n + 1 fluides à étudier (n ions et le gaz d'électrons), le premier moment de l'équation de Boltzmann s'écrit :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{V_j}) = Q_j - L_j \tag{5.15}$$

où n_j et V_j, sont la concentration et la vitesse d'ensemble de l'espèce j, Q_j le taux de production de l'espèce (en particules par unité de temps et de volume), et L_j le taux de perte de cette espèce.

La conservation de la charge électrique impose évidemment que, si on affecte l'indice e au gaz d'électrons et les indices 1 à n aux n espèces ioniques, on ait :

$$\begin{cases} n_e = \sum_{i=1}^{n} n_i \\ Q_e = \sum Q_i \\ L_e = \sum L_i \end{cases} \tag{5.16}$$

respectant ainsi la quasi-neutralité du milieu, tant que l'on s'intéresse à des échelles de temps beaucoup plus grandes que l'inverse de la fréquence de plasma, et à des échelles spatiales beaucoup plus grandes que la longueur de Debye. On voit que, l'équation électronique contenant essentiellement la même information que les équations ioniques, elle ne sera le plus souvent pas directement utile. On pourra lui substituer avec profit l'équation obtenue en lui soustrayant la somme des équations ioniques et en multipliant le résultat par e, la charge élémentaire, ce qui nous donne :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \tag{5.17}$$

où

$$\vec{j} = e\left(\sum_{i=1}^{n} n_i \vec{V_i} - n_e \vec{V_e}\right) \tag{5.18}$$

est la densité de courant électrique. Cette équation, qui exprime que le champ de densité de courant est sans divergence, est fondamentale pour étudier le circuit électrique ionosphère/magnétosphère/vent solaire. En pratique, on cherchera donc à résoudre les n équations de continuité des ions, et on substituera à l'équation électronique l'équation (5.18) si on s'intéresse à la distribution des courants et des champs électriques ionosphériques.

Le terme de production

L'ionisation des atomes et molécules neutres de la haute atmosphère est due à trois sources :

– le rayonnement électromagnétique solaire, que l'on peut définir par sa distribution spectrale énergétique au sommet de l'ionosphère $I_o(\lambda)$ (courbe du type du spectre présenté sur la figure 5-16) ;

– les particules énergétiques (électrons et ions, et également des particules neutres énergétiques dans certains cas), dont l'exemple le plus important est celui des électrons auroraux (voir 1.2.8) ;

– les météorites, qui ionisent l'air le long de leur traînée.

Les météorites sont une source d'ionisation sporadique, très localisée. Leur importance dans le bilan global de la production du plasma ionosphérique est très faible, mais elles ont la propriété d'apporter des ions métalliques que les deux autres sources ne produisent que très peu.

On calcule pour chaque espèce ionique la fonction de production primaire Q_j par ces sources ionisantes (nombre de paires ions-électrons par unité de volume) en modélisant la perte d'énergie de chaque agent d'ionisation le long de sa trajectoire de pénétration dans l'atmosphère.

Lorsque l'ionisation est produite par les photons solaires, le problème consiste à calculer tout d'abord pour chaque longueur d'onde l'absorption progressive du flux solaire incident, qui est due non seulement à la photo-ionisation, mais aussi à l'absorption par excitation d'atomes et de molécules neutres. Connaissant l'absorption, on peut alors dans un deuxième temps en déduire le spectre du rayonnement résiduel à chaque altitude, puis la contribution de chaque bande spectrale élémentaire à la fonction de production : elle est proportionnelle au produit de l'intensité spectrale par la concentration de l'espèce neutre mère de l'ion dont on calcule la production, le coefficient de proportionnalité étant la section efficace différentielle de photo-ionisation.

L'intégration sur tout le spectre donne alors accès à la fonction de production primaire totale pour chaque espèce ionique. L'allure du profil vertical de cette fonction est donnée sur la figure 5-20 pour différentes valeurs de l'angle solaire zénithal. Elle fait apparaître un maximum bien marqué de la fonction. La couche de production a typiquement une épaisseur de deux ou trois échelles de hauteur. On peut montrer facilement que, lorsque la production se fait dans une bande spectrale étroite, le maximum se situe à l'altitude de profondeur optique $\tau = 1$ pour la longueur d'onde considérée en incidence solaire verticale. Il remonte vers des profondeurs optiques plus faibles lorsque l'angle zénithal solaire diminue.

Lorsque l'ionisation est produite par des particules énergétiques (ions, électrons, ou neutres) tombant dans l'atmosphère, les méthodes de calcul de la production de paires électrons-ions sont dérivées de celles de la physique nucléaire (absorption des particules rapides par une cible). On calcule la pénétration de la particule incidente dans la cible (ici la couche atmosphérique) en tenant compte des collisions élastiques (simples déviations de la trajectoire par les noyaux ato-

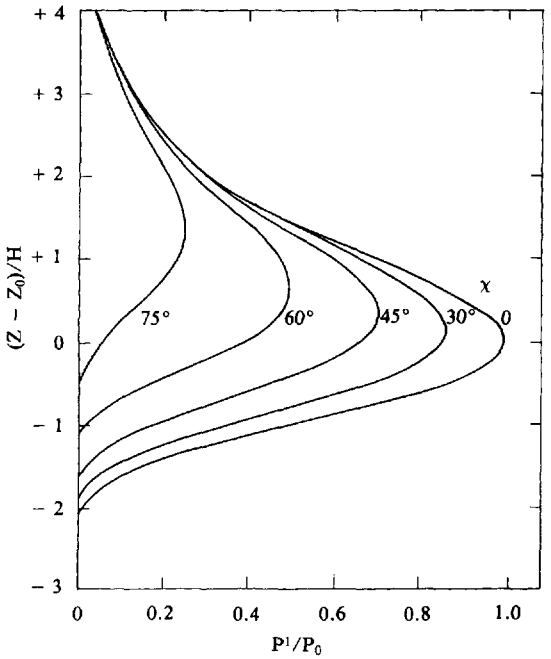


FIG. 5-20 – Profil vertical de la production de paires électrons-ions dans la haute atmosphère par l'éclairement UV solaire, pour diverses valeurs de l'angle zénithal solaire (altitude normalisée à l'échelle de hauteur H, profil de production normalisé à sa valeur maximale P_0 pour l'incidence solaire verticale). (D'après R. W. Schunk, « The Terrestrial Ionosphere », *Solar-Terrestrial Physics*, Carovillano et Forbes Éd., D. Reidel Publishing Company, 1983.)

miques) et des collisions inélastiques, qui comprennent en particulier l'extraction d'électrons périphériques des atomes rencontrés, c'est-à-dire l'ionisation. Le calcul peut être fait, soit par résolution d'une équation de transport cinétique de type Fokker-Plank (tant que les angles de déflexion subis à chaque collision restent petits), soit par une méthode de Monte-Carlo qui permet de sommer l'effet d'un grand nombre de particules incidentes en tirant au sort les paramètres de chaque collision.

À énergie incidente égale, ce sont les électrons qui ont le pouvoir ionisant le plus important. Ils sont les principaux responsables de la formation des couches ionosphériques aurorales, comme des émissions lumineuses aurorales elles-mêmes. Dans l'atmosphère terrestre, une règle simple décrivant le pouvoir ionisant des électrons auroraux est qu'il faut environ 35 eV d'énergie cinétique de l'électron incident pour produire une paire électron-ion. Ainsi un électron auroral incident de 1 keV produit en moyenne 30 paires électrons-ions le long de sa trajectoire.

La figure 5-21 présente le profil vertical de production par un électron énergétique incident dans l'atmosphère terrestre en fonction de son énergie. On constate

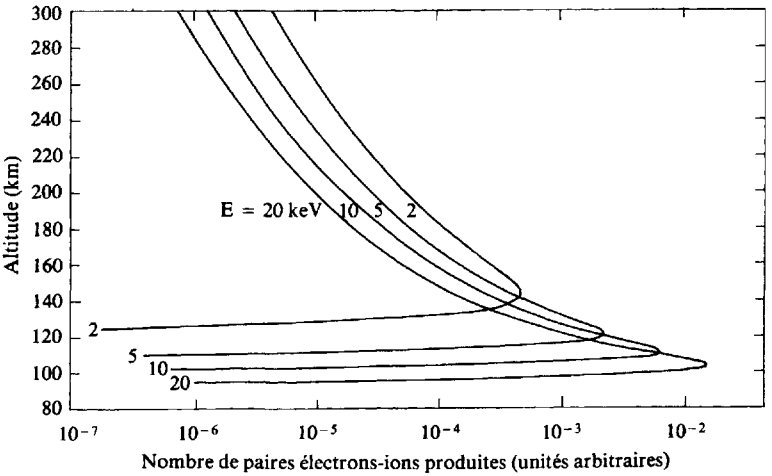


FIG. 5-21 – Profil vertical de reproduction de paires électrons-ions dans la haute atmosphère par des électrons énergétiques précipitant le long des lignes de force magnétiques, pour diverses valeurs des énergies initiales des électrons incidents. (D'après M. J. Berger, S. M. Selzer et K. Maeda, « Energy Deposition by Auroral Electrons in the Atmosphere », *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 32, 1015, © 1970 Pergamon Journals Ltd.)

que la production chute très rapidement en dessous de son maximum, et que ce maximum est situé d'autant plus bas que l'énergie incidente est plus grande, comme on pouvait s'y attendre. Les valeurs d'énergie choisies ici étant caractéristiques des électrons auroraux terrestres, on voit que les couches ionosphériques aurorales les plus intenses se forment dans le domaine d'altitude 100-150 kilomètres.

À partir de la production primaire d'ions par les agents ionisants, les réactions chimiques ions-ions ou ions-molécules donnent en général des espèces ioniques secondaires. Il faut évidemment inclure l'ensemble de ces réactions chimiques, qui sont spécifiques de chaque atmosphère planétaire, dans la fonction de production totale de chaque espèce ionique.

Le terme de perte

Chaque ion a dans l'ionosphère une durée de vie finie, due aux réactions de chimie ionique qui le détruisent, ou à la recombinaison avec un électron qui, au bout d'un certain temps, le restitue au fluide neutre. L'efficacité des mécanismes de recombinaison d'une paire électron-ion particulière est contrôlée pour l'essentiel par la manière dont l'énergie libérée par la recombinaison (l'énergie de liaison de l'électron capté) peut être convertie en une autre forme d'énergie.

Ainsi, en règle générale, pour les atomes ionisés (tels que l'oxygène ou l'hydrogène atomiques), qui nécessitent une recombinaison radiative dans laquelle l'énergie de liaison est libérée par émission d'un photon, la recombinaison directe est très peu efficace. La chaîne de recombinaison passe alors par un échange de charge préalable avec un autre ion. Par exemple :

$$H^+ + O \rightarrow O^+ + H \tag{5.19}$$

qui est la principale réaction de perte des protons. Elle peut également passer par une réaction chimique produisant un ion moléculaire, comme :

$$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N \tag{5.20}$$

qui est la principale réaction de perte de l'ion oxygène atomique dans l'atmosphère terrestre. Dans ces deux cas, le terme de perte L_j est une fonction linéaire de la concentration n_j.

Pour les ions moléculaires, la recombinaison avec les électrons est beaucoup plus rapide que dans le cas des atomes. L'énergie libérée est en effet le plus souvent utilisée pour casser l'édifice moléculaire et créer des radicaux libres ou des atomes excités. Ainsi

$$O_2^+ + e^- \rightarrow O^* + O \tag{5.21}$$

est la principale réaction de perte des ions oxygène moléculaires dans l'ionosphère terrestre. Dans ce cas, le terme de perte est proportionnel au produit $n_j \times n_e$, soit à n_e^2 si l'ion considéré est majoritaire.

Mobilités et conductivités du plasma ionosphérique

Dans l'ionosphère, où le plasma est une composante minoritaire plongée dans l'atmosphère neutre, ses différentes composantes sont dynamiquement couplées à la fois au fluide neutre de la thermosphère qui tend à l'entraîner par friction, et au champ magnétique qui tend à « piéger » chaque particule chargée en la contraignant, par l'intermédiaire du mouvement de giration, à rester au voisinage de la même ligne de force. La compétition entre ces deux effets gouverne entièrement le comportement dynamique des ions et des électrons ionosphériques.

Les équations de mouvement du gaz d'ions s'écrivent :

$$m_i\left(\frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + \left(\vec{V}_i \cdot \vec{\nabla}\right)\vec{V}_i - \vec{g}\right) = -\frac{1}{N_i}\vec{\nabla}P_i + e\left(\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}\right) + m_i \nu_{in}\left(\vec{V}_n - \vec{V}_i\right). \tag{5.22}$$

Le terme de gauche représente la force d'accélération totale (inertielle et gravitationnelle) agissant sur les ions. Les trois termes de droite représentent respectivement la pression, la force électromagnétique et la friction avec le gaz neutre. Une équation similaire (avec l'indice e) s'applique aux électrons. ν_{in} et ν_{en} sont les fréquences de collision – au sens du transfert de la quantité de mouve-

ment – des ions et des électrons avec les neutres ; elles caractérisent l'efficacité de leur couplage frictionnel avec l'atmosphère neutre.

En régime d'écoulement subsonique stationnaire, l'équation (5.22) se simplifie en négligeant le terme d'accélération inertielle – dont on peut montrer qu'il est très petit devant le gradient de pression –, le terme de gravité pour les électrons, et en se plaçant dans le référentiel du gaz neutre qui se déplace à la vitesse $V_n \ll c$ par rapport à celui de l'observateur. Le champ électrique dans ce repère s'écrit :

$$\overrightarrow{E'} = \overrightarrow{E} + \overrightarrow{V}_n \times \overrightarrow{B} \tag{5.23}$$

et les équations de mouvement se réduisent à :

$$m_i \nu_{in} \overrightarrow{V}_i - e\overrightarrow{V}_i \times \overrightarrow{B} = -\frac{1}{N}\overrightarrow{\nabla} P_i + m_i \overrightarrow{g} + e\overrightarrow{E'} \tag{5.24}$$

où le membre de gauche est une fonction linéaire de $\overrightarrow{V}_i$ et celui de droite une force $\overrightarrow{F}_i$. En divisant (5.24) par eB, on obtient :

$$\frac{\nu_{in}}{\Omega_i}\overrightarrow{V}_i - \overrightarrow{V}_i \times \overrightarrow{b} = \frac{\overrightarrow{F}_i}{eB} \tag{5.25}$$

où $\overrightarrow{b}$ est le vecteur unitaire colinéaire à $\overrightarrow{B}$, et Ω_i la gyrofréquence de l'espèce i. Posons $r_i = \nu_{in}/\Omega_i$ et multiplions (5.25) vectoriellement à droite par $\overrightarrow{b}$. On trouve finalement, en remarquant que $(\overrightarrow{V}_i \times \overrightarrow{b}) \times \overrightarrow{b} = -\overrightarrow{V}_{i_\perp} = \overrightarrow{b}\,(\overrightarrow{V}_i \cdot \overrightarrow{b}) - \overrightarrow{V}_i$:

$$r_i \overrightarrow{V}_i \times \overrightarrow{b} + \overrightarrow{V}_i - \overrightarrow{b}\,(\overrightarrow{V}_i \cdot \overrightarrow{b}) = \frac{\overrightarrow{F}_i \times \overrightarrow{b}}{eB} \tag{5.26}$$

On voit apparaître les composantes de la vitesse $V_{i_\parallel} = \overrightarrow{V}_i \cdot \overrightarrow{b}$ et $\overrightarrow{V}_{i_\perp} = \overrightarrow{V}_i - \overrightarrow{b} \cdot V_{i_\parallel}$, qui vont permettre de décomposer le mouvement parallèlement et perpendiculairement à $\overrightarrow{B}$.

Quand le paramètre sans dimension r_i, caractérisant chaque espèce chargée, est plus grand que l'unité, c'est l'entraînement par le fluide neutre qui domine. Lorsqu'il est inférieur à l'unité, c'est au contraire le piégeage dans le champ magnétique qui domine. Toutes les propriétés de transport du plasma sont donc fortement anisotropes. Pour chaque valeur de r_i, l'espèce chargée correspondante diffuse à la fois à travers le gaz neutre et à travers les lignes de force magnétiques sous l'effet des différentes forces appliquées : champ électrique, gradients de pression, gravité. On va décrire plus en détail ci-après l'effet de ces forces extérieures sur la dérive de chaque espèce chargée, perpendiculairement et parallèlement au champ magnétique statique.

En éliminant $\overrightarrow{V}_i \times \overrightarrow{b}$ entre les équations (5.25) et (5.26), on obtient directement l'expression de la vitesse perpendiculaire de l'espèce i :

$$\overrightarrow{V}_{i_\perp} = \mu_{iP}\overrightarrow{F}_{i_\perp} + \mu_{iH}\overrightarrow{F}_{i_\perp} \times \overrightarrow{b} \tag{5.27}$$

avec

$$\mu_{iP} = (1/eB)\left[r_i/(1 + r_i^2)\right] \tag{5.28}$$

la mobilité de Pedersen, parallèle à la force appliquée, et

$$\mu_{iH} = (1/eB)\left[1/\left(1 + r_i^2\right)\right] \tag{5.29}$$

la mobilité de Hall, perpendiculaire à la force appliquée et au champ magnétique statique. Le module de la vitesse perpendiculaire s'écrit :

$$|\vec{V}_{i_\perp}| = (1 + r_i^2)^{-1/2} \times |\vec{F}_{i_\perp}| / eB \tag{5.30}$$

Le rapport de collision r_i pour chaque espèce varie en général de façon exponentielle avec l'altitude, comme la concentration des neutres à laquelle il est proportionnel (voir l'exemple des couches ionosphériques terrestres, figure 5-22). Dans les couches les plus basses, pour les plus fortes valeurs de ν_{in}, on est dans la limite $r_i \to \infty$: le plasma est dominé par les collisions avec les neutres. $\vec{V}_i$ est alors colinéaire à la force appliquée, et on peut écrire :

$$\vec{V}_{i_\perp} \simeq \frac{\vec{F}_{i_\perp}}{m_i \nu_{in}}. \tag{5.31}$$

On voit que la vitesse de diffusion $\vec{V}_{i_\perp}$, inversement proportionnelle à ν_{in}, décroît avec l'augmentation de la concentration atmosphérique, pour devenir en général complètement négligeable à la base de l'ionosphère. Au contraire, lorsqu'on monte en altitude l'importance des collisions diminue rapidement. Dans la limite $r_i \to 0$ (pas de collision), $\vec{V}_{i_\perp}$ devient orthogonal à la force totale appliquée – qui donc ne travaille plus –, et en ne tenant compte que des forces principales, on a d'après (5.24) et (5.27) :

$$\vec{V}_{i_\perp} \simeq (\vec{E}' \times \vec{B})/B^2 + (\vec{g} \times \vec{b})/\Omega_i - (\vec{\nabla} P_i \times \vec{b})/NeB \tag{5.32}$$

À la vitesse de dérive dominante en $\vec{E}' \times \vec{B}$ induite par le champ électrique (qui est celle des fluides MHD idéaux) s'ajoutent deux termes correctifs, en général plus faibles de plusieurs ordres de grandeur, dus à la gravité et aux gradients de pression du plasma.

En sommant sur l'ensemble des espèces chargées, on en déduit la relation de proportionnalité entre le champ électrique appliqué et le courant électrique résultant $\vec{j}_\perp = Ne(\vec{V}_{i_\perp} - \vec{V}_{e_\perp})$:

$$\vec{j}_\perp = \sigma_P \vec{E}'_\perp + \sigma_H \vec{E}'_\perp \times \vec{b}\ . \tag{5.33}$$

Les conductivités de Pedersen σ_P et de Hall σ_H sont définies par :

$$\sigma_{P,H} = e^2\left(\sum_j n_j \mu_{jP,H} - N_e \mu_{eP,H}\right) \tag{5.34}$$

où la sommation sur j s'étend à toutes les espèces ioniques présentes. Souvent, en raison de la très forte valeur de Ω_e par rapport à Ω_i due à la faible masse des électrons, r_e est négligeable devant l'unité et devant r_i (comme le montre la figure 5-22 pour les altitudes supérieures à environ cent kilomètres). Les expressions des conductivités se simplifient alors en posant $\mu_{eP} = 0$ et $\mu_{eH} = 1$ (les électrons sont entraînés exactement dans la dérive en $\vec{E} \times \vec{B}$), d'où :

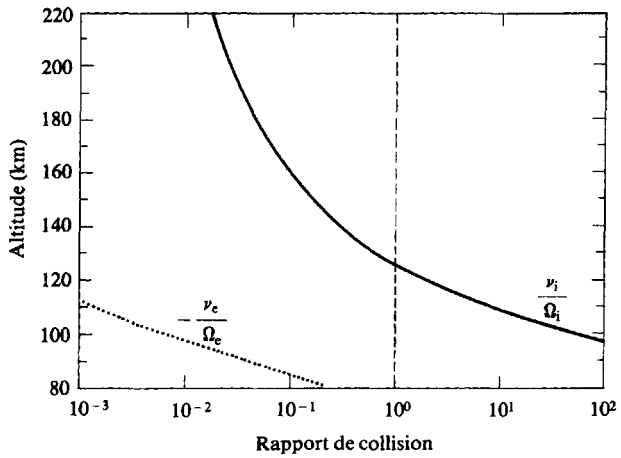


FIG. 5-22 – Variation avec l'altitude des rapports $r_e = \nu_{en}/\Omega_e$ et $r_i = \nu_{in}/\Omega_i$ dans l'ionosphère terrestre. À l'altitude des couches ionosphériques ($h > 90\,km$), on a toujours $r_e \ll 1$. Les couches conductrices principales de l'ionosphère se forment où r_i est de l'ordre de 1. (D'après A. D. Richmond, « Thermospheric Dynamics and Electrodynamics », *Solar-Terrestrial Physics*. Éd. par R. L. Forbes, D. Reidel Publishing Company, 1983.)

$$\sigma_P \simeq \frac{e}{B}\sum_j \frac{n_j r_j}{1+r_j^2} \tag{5.35a}$$

$$\sigma_H \simeq \frac{e}{B}\sum_j \frac{n_j r_j^2}{1+r_j^2} \tag{5.35b}$$

Ces valeurs sont toutes deux majorées par la quantité $N_e e/B$, qui représente la conductivité maximale pouvant être atteinte perpendiculairement au champ magnétique.

Parallèlement au champ magnétique, la résolution de (5.24) donne immédiatement la vitesse de dérive :

$$V_{i_\parallel} = (1/m_i \nu_{in})(e E_\parallel - \nabla_\parallel P_i / n_i - m_i g \sin I) \tag{5.36}$$

où I est l'inclinaison du champ magnétique planétaire local par rapport à l'horizontale, et $E_\parallel = E'_\parallel$ d'après (5.23).

En sommant à nouveau sur toutes les espèces chargées, on trouve l'expression de la conductivité parallèle définie par :

$$j_\parallel = \sigma_\parallel E_\parallel \tag{5.37}$$

avec

$$\sigma_\parallel = (e/B)\left(\sum_j n_j/r_j - N_e/r_e\right) \tag{5.38}$$

Comme $r_e \ll r_i$, c'est cette fois le terme électronique qui domine la conductivité parallèle, car les électrons, moins massifs, se déplacent beaucoup plus rapidement que les ions le long des lignes de force. On peut retenir :

$$\sigma_{\parallel} = -N_e e/Br_e = N_e e^2/m_e \nu_{en} \tag{5.39}$$

(où r_e est négatif par convention). Contrairement à la conductivité perpendiculaire, la conductivité parallèle peut très facilement devenir supérieure à $N_e e/B$, dès que $\nu_{en} < \Omega_e$, ce qui est le cas dans toutes les ionosphères connues des planètes possédant une magnétosphère.

Diffusion du plasma dans le gaz neutre : la structure verticale ionosphérique

Pour des couches ionosphériques stratifiées horizontalement, en l'absence de courants électriques, les ions et les électrons sont liés dans leurs mouvements par la quasi-neutralité du plasma. Le long des lignes de force magnétiques, ils sont donc contraints de diffuser à la même vitesse $\vec{V}_i = \vec{V}_e$ (les vitesses de diffusion transverses étant négligeables). C'est par cette diffusion le long des lignes de force que se fait le transport vertical des couches ionosphériques, sauf bien sûr au voisinage immédiat de l'équateur magnétique pour les planètes magnétisées. On calcule la vitesse de diffusion verticale V_{iz} du plasma (vitesse commune aux ions et aux électrons, que l'on appelle pour cette raison vitesse de diffusion ambipolaire) en éliminant le champ électrique $E_{\parallel}$ entre les deux équations (5.36) de diffusion parallèle des ions et des électrons. Supposons, pour simplifier les calculs, que nous ayons une seule espèce ionique (d'où $n_i = n_e$). La condition $V_{i\parallel} = V_{e\parallel}$ donne, d'après (5.36) et en négligeant les termes en facteur de la masse de l'électron m_e et du très faible rapport r_e/r_i :

$$E_{\parallel} \simeq -\nabla_{\parallel} P_e / n_e e \tag{5.40}$$

Le gradient de pression électronique est équilibré par un champ électrostatique appelé le champ de diffusion ambipolaire, qui est à l'origine de la force qui couple les ions et les électrons pour maintenir la quasi-neutralité électrique en milieu verticalement inhomogène. Il suffit alors de reporter (5.40) dans l'équation de transport (5.36) de chaque ion pour trouver sa vitesse de diffusion le long de $\vec{B}$, puis celle verticale, en supposant $\vec{\nabla}P$ lui-même vertical comme on peut s'y attendre pour des couches ionosphériques à stratification horizontale. On trouve, pour $P_i = n_i k T_i$:

$$V_{iz} = -D_a \sin^2 I \left[\frac{\partial}{\partial z} \mathrm{Log}\ n_e (T_i + T_e) + \frac{1}{H_p} \right] \tag{5.41}$$

le coefficient de diffusion ambipolaire D_a étant défini par

$$D_a = \frac{k (T_i + T_e)}{m_i \nu_{in}} \tag{5.42}$$

et l'échelle de hauteur du plasma H_p par

$$H_p = \frac{k\,(T_i + T_c)}{m_i\,g} \tag{5.43}$$

expression analogue à l'échelle de hauteur d'un constituant neutre, mais dans laquelle intervient la température de plasma $T_p = T_e + T_i$.

Ce résultat va nous permettre d'achever la description de la structure verticale des couches ionosphériques. Reprenons l'équation de continuité (5.15), en introduisant l'expression (5.41) de la vitesse verticale des ions. En régime stationnaire et pour une couche stratifiée horizontalement, elle se réduit à :

$$d(n_j V_{jz})/dz = Q_j - L_j \tag{5.44}$$

Supposons, comme c'est en général le cas, que le terme de gradient de température soit négligeable devant le gradient de concentration. Le terme de diffusion (à gauche de l'équation) varie verticalement comme D_a, c'est-à-dire de façon inversement proportionnelle à ν_{in} et donc à la concentration de l'atmosphère neutre. Le terme de perte L_j a un comportement très différent. Pour une espèce moléculaire, c'est une fonction quadratique de n_j. Pour une espèce atomique, la perte se fait, comme on l'a vu, non par recombinaison directe mais par production d'un ion moléculaire à partir d'une molécule neutre. Dans tous les cas, le taux de perte est soit indépendant de la concentration neutre, soit une fonction croissante de celle-ci, qui décroît donc de façon exponentielle avec l'altitude.

La comparaison du terme de perte et de diffusion fait donc apparaître l'effet suivant. Dans les couches les plus basses de l'ionosphère, le terme de diffusion, petit, est négligeable devant L_j. L'équation de continuité se réduit à l'équation locale $Q_j = L_j$ qui traduit tout simplement l'équilibre photochimique. Dans les hautes couches, la décroissance de la concentration des particules neutres augmente le coefficient de diffusion mais tend à diminuer les taux de production et de perte (la durée de vie d'un ion au sommet de l'ionosphère peut atteindre plusieurs heures à plusieurs dizaines d'heures). L'équation de continuité se réduit à l'annulation, en régime stationnaire, du terme de diffusion, d'où :

$$n_j(z) = n_j(z_o)\exp\left[-(z - z_o)/H_p\right] \tag{5.45}$$

Chaque ion tend à atteindre l'équilibre hydrostatique avec l'échelle de hauteur H_p ; c'est l'équilibre diffusif.

L'existence de ces deux régimes d'équilibre superposés en altitude influence profondément le profil vertical des couches ionosphériques. La figure 5-23 l'illustre dans le cas de l'ionosphère terrestre aux latitudes moyennes.

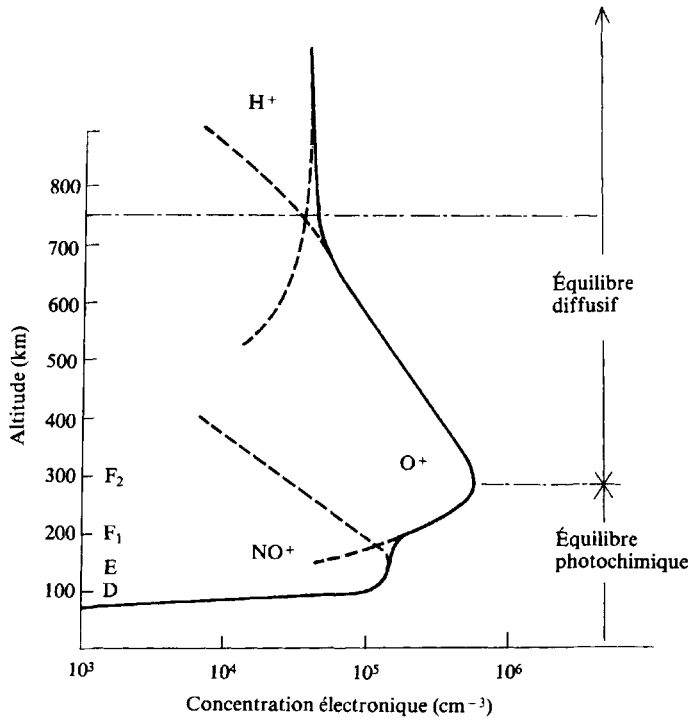


FIG. 5-23 – Allure typique du profil des concentrations ioniques dans l'ionosphère terrestre. Dans la basse ionosphère, le profil de la couche d'ions moléculaires NO^+ est typique de l'équilibre photochimique, de même que le bas de la couche d'ions O^+ (au-dessous du maximum). La partie supérieure de la couche d'ions O^+, ainsi que la couche de protons qui « flotte » au-dessus d'elle, sont au contraire typiques de l'équilibre diffusif. (D'après R. W. Schunk, *Ibid.*)

Le conducteur ionosphérique

Comme les vitesses de diffusion des ions et des électrons à travers le gaz neutre sont fonction de leurs rapports de collision respectifs r_i et r_e, ainsi que du signe de leurs charges, la présence d'un champ électrique $\vec{E}$, ou d'une force électromotrice $\vec{V}_n \times \vec{B}$ due au mouvement du fluide atmosphérique conducteur à travers les lignes de force du champ magnétique planétaire, induit un courant électrique dans le plasma. Les propriétés conductrices de l'ionosphère exprimées par les équations (5.33) et (5.37) permettent d'exprimer ce courant via la loi d'Ohm ionosphérique :

$$\vec{j} = \sigma_{\parallel} (\vec{E} \cdot \vec{b}) \vec{b} + \sigma_P \vec{E}'_{\perp} + \sigma_H (\vec{E}'_{\perp} \times \vec{b}) \qquad (5.46)$$

La conductivité parallèle $\sigma_{\parallel}$, essentiellement portée par les électrons, est toujours très supérieure aux conductivités perpendiculaires de Pedersen et de Hall, limitées, quant à elles, par la mobilité des ions.

Dans les ionosphères dépourvues de champ magnétique fort (Vénus et Mars), la conductivité est bien sûr isotrope et égale à $\sigma_{\parallel}$. L'ionosphère est alors un très bon conducteur qui entoure la planète et s'oppose (comme on va le voir en 5.3) à la pénétration du champ magnétique interplanétaire.

Dans les ionosphères des planètes fortement magnétisées, les propriétés électrodynamiques de l'ionosphère sont tout aussi importantes, comme on l'avait indiqué figure 5-13. La figure 5-24 montre un profil vertical des conductivités ionosphériques typiques de l'ionosphère terrestre diurne. On constate que :

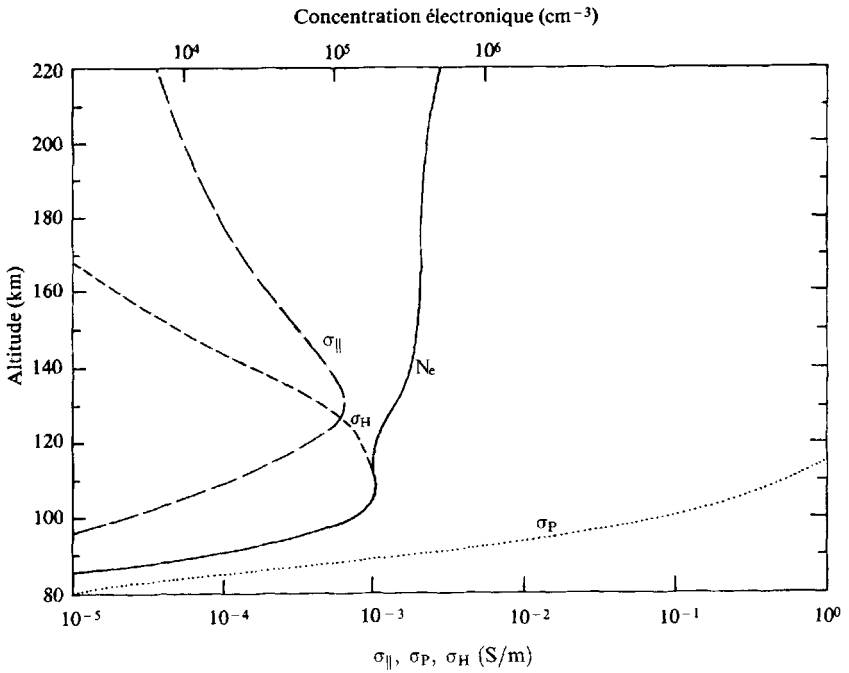


FIG. 5-24 – Profils verticaux des conductivités parallèle $\sigma_{\parallel}$, Hall σ_H, Pedersen σ_P, pour des conditions typiques des moyennes latitudes de jour. Le profil de concentration électronique est superposé avec une échelle différente. On voit que la conductivité parallèle est supérieure (de plusieurs ordres de grandeur) aux conductivités de Hall et de Pedersen à toutes les altitudes ionosphériques. La couche où les conductivités perpendiculaires sont importantes s'étend de 90 à 160 km d'altitude environ. C'est la « couche dynamo » de l'atmosphère terrestre. (D'après A. D. Richmond, « Thermospheric Dynamics and Electrodynamics », *Solar-Terrestrial Physics*, Carovillano et Forbes, Éd., D. Reidel Publishing Company, 1983.)

– la couche de fortes conductivités perpendiculaires à $\vec{B}$ forme une coquille conductrice, épaisse de quelques échelles de hauteur neutres, qui entoure la Terre à la base de l'ionosphère : c'est la couche dynamo ionosphérique ;
– cette couche très conductrice transverse aux lignes de force magnétiques est connectée électriquement le long de ces lignes de force aux régions de plus haute altitude, c'est-à-dire, comme on va le voir, à la magnétosphère et au vent solaire, en raison des valeurs très élevées de la conductivité parallèle ;
– l'ionosphère est donc en couplage électrodynamique avec la magnétosphère et le vent solaire.

Elle va, par ces différents mécanismes, jouer un rôle important dans le couplage – que nous allons maintenant décrire – de l'atmosphère planétaire avec le milieu interplanétaire.

5.3 L'interaction du vent solaire avec les objets du système solaire

5.3.1 Les différents types d'interaction

Les objets du système solaire présentent des obstacles de diverses natures physiques à l'écoulement radial du vent solaire, qui vient buter sur eux à une vitesse à la fois supersonique et fortement super-alfvénique, comme on l'a vu à la section 5.1 : pour une vitesse de vent solaire de 400 km/s, une concentration de 5 protons/cm^3, et une température de 10^5 K, le vent solaire a un nombre de Mach et un nombre de Mach alfvénique largement supérieurs à l'unité.

La nature physique des obstacles rencontrés est très diverse. Mais en résumé on peut dire qu'elle dépend de trois caractéristiques essentielles :

– l'existence d'une atmosphère autour du corps planétaire, et la pression régnant dans la composante ionisée (l'ionosphère) créée dans l'enveloppe externe de cette atmosphère par le rayonnement ionisant ultraviolet et X du Soleil ;
– la pression magnétique créée dans l'environnement du corps central par son éventuel champ magnétique intrinsèque ;
– la conductivité du corps central (liquide ou solide). Cette dernière caractéristique n'intervient réellement que si la somme de la pression ionosphérique et de la pression magnétique ne suffit pas à équilibrer la pression totale (dynamique, thermique et magnétique) du vent solaire. Pour des écoulements supercritiques tels que le vent solaire, c'est d'ailleurs le terme de pression « dynamique » qui domine, et c'est donc à lui que l'on doit comparer les différents termes de pression de l'obstacle.

La géométrie des quatre grands types d'interaction est schématisée en figure 5-25. Dans les cas (a) et (c), le vent solaire bute directement sur le corps central. Dans le cas (b), il bute sur son atmosphère, et dans le cas (d) sur son champ magnétique externe.

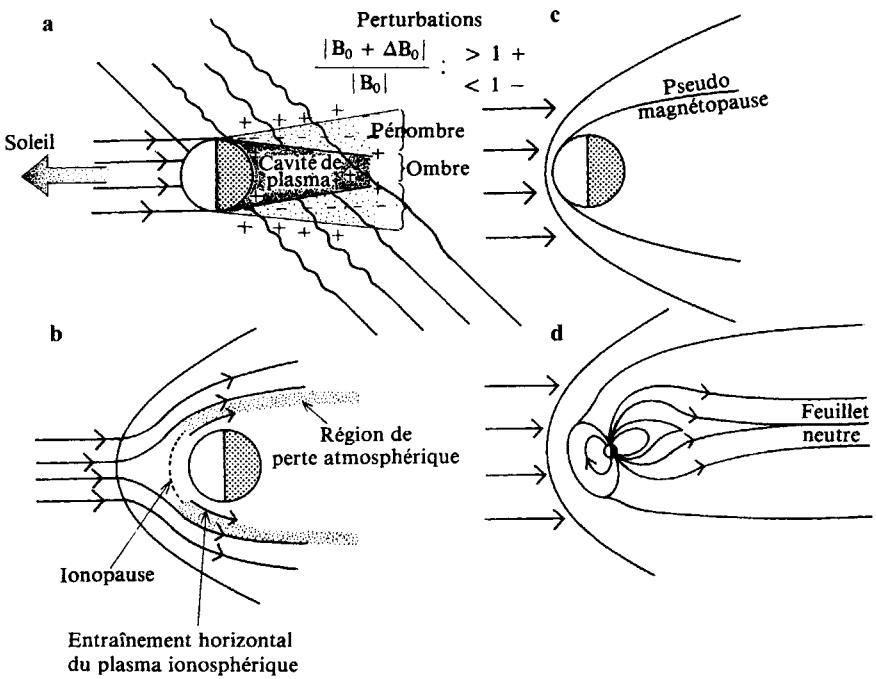


FIG. 5-25 – Les quatre principaux cas de figure de l'interaction entre le vent solaire et un corps planétaire. (D'après R. P. Lepping, « Magnetic Configurations of Planetary Obstacles », *Étude comparative des systèmes magnétosphériques*, Cepadues, 1986.)

Les premier et troisième cas se produisent bien sûr en l'absence d'atmosphère ou de champ magnétique intrinsèques.

En (a), le corps central est un isolant adsorbant les ions du vent solaire. L'exemple le plus connu en est la Lune. Le sol lunaire adsorbe directement les ions du vent solaire, et le matériau lunaire dans son ensemble est suffisamment peu conducteur pour être pénétré par diffusion par le champ magnétique interplanétaire. Donc, ni les lignes de force magnétiques ni le plasma du vent solaire ne peuvent s'accumuler en amont de l'obstacle, qui reste exempt de toute perturbation. Au contraire, en aval de l'obstacle, une cavité pratiquement vide de plasma se forme. Elle est progressivement remplie par suite de la diffusion des ions et des électrons lorsqu'on s'éloigne en aval. Les électrons diffusant plus rapidement en raison de leur faible masse, une gaine de charges négatives tend à se former sur les frontières de cette cavité conique.

Dans tous les autres cas, il n'y a pas simultanément adsorption du vent solaire sur l'obstacle et diffusion des lignes de force magnétiques à travers lui, et il y a donc accumulation soit du flux magnétique, soit du plasma, ou encore, le

plus généralement, des deux en amont de l'obstacle. Dans un écoulement à nombre de Mach largement supérieur à 1 tel que le vent solaire, cela conduit à la formation d'une onde de choc stationnaire en amont de l'obstacle, à travers laquelle le plasma est localement comprimé et décéléré pour passer en régime d'écoulement subsonique et sub-alfvénique, régime dans lequel il pourra être dévié pour s'écouler autour de l'obstacle. La pression dynamique en amont du choc est convertie en pressions thermique et magnétique en aval : il y a compression du plasma et du champ magnétique, et donc chauffage adiabatique du plasma et accumulation des lignes de force magnétiques interplanétaires dans la région comprise entre l'onde de choc et l'obstacle que l'on appelle la magnétogaine.

Le cas de figure (c) pourrait théoriquement se produire, en l'absence d'atmosphère et de champ intrinsèques, si le corps central est suffisamment conducteur pour empêcher la diffusion du flux magnétique interplanétaire dans son intérieur. Il y a alors des repliements et étirements des lignes de force magnétiques autour du corps central dans la magnétogaine. Aucun des corps planétaires ou cométaires du système solaire ne semble présenter ce comportement. Cependant, les mesures de la mission spatiale *Galileo* suggèrent que deux satellites galiléens de Jupiter, Europe et Callisto, pourraient avoir sous leur croûte une couche liquide conductrice (un océan ?) faisant obstacle à la diffusion du flux magnétique du champ jovien en rotation. Leur interaction avec la magnétosphère de Jupiter s'apparenterait donc au cas (c), à ceci près que le flot incident, fortement magnétisé, est dans ce cas subsonique et sub-alfvénique, et conduit donc à un empilement et un étirement moindres des lignes de force magnétique joviennes.

Dans le cas de figure (b), le corps central est pourvu d'une atmosphère dense mais dépourvu de champ magnétique : le vent solaire interagit directement avec la haute atmosphère. C'est la situation qui prévaut pour les comètes, pour Vénus, et également pour Mars. Le satellite Titan de Saturne, lui aussi pourvu d'une atmosphère dense, subit une interaction de cette nature, tantôt directement avec le vent solaire, tantôt avec le plasma et le champ magnétique de la magnétosphère de Saturne. Le satellite Io de Jupiter, dont l'atmosphère est d'origine volcanique, interagit également de la sorte avec la magnétosphère jovienne.

Enfin, dans le cas de figure (d), le corps central possède un champ magnétique intrinsèque suffisamment intense pour dévier le vent solaire. Le champ magnétique planétaire creuse alors dans le vent une cavité à l'intérieur de laquelle il est pour l'essentiel confiné ; c'est la magnétosphère. Mercure, la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune possèdent une magnétosphère.

Nous allons maintenant décrire plus en détail les cas (b) et (d), qui sont les plus communs mais également les plus intéressants du point de vue des mécanismes physiques qu'ils mettent en jeu.

5.3.2 L'interaction du vent solaire avec les enveloppes gazeuses non magnétisées (cas de figure b)

Les comètes

Le cas le plus spectaculaire d'interaction du vent solaire avec un corps du système solaire est bien sûr celui des comètes (voir aussi section 11.5). Le schéma de cette interaction, telle qu'on peut l'imaginer à partir des observations astronomiques et des considérations théoriques, est présenté en figure 5-26. À l'approche du Soleil, le noyau cométaire, un corps de seulement quelques kilomètres de diamètre fait pour l'essentiel de glace et de diverses poussières, subit en surface un processus de sublimation provoqué par le chauffage solaire. L'enveloppe gazeuse ainsi créée, la coma, entre en expansion supersonique dans toutes les directions, puis passe en écoulement subsonique au-delà d'un choc interne. Le gaz neutre subit deux types d'aventures.

Tout d'abord, étant à l'état neutre et donc insensible aux forces magnétiques, il diffuse en partie dans le vent solaire lui-même. Les observations photométriques ont montré que les dimensions du nuage de gaz neutre diffusant dans le vent solaire pouvaient atteindre jusqu'à 10^6 kilomètres pour l'hydrogène atomique neutre produit par la photodissociation de l'eau cométaire : c'est dire que les dimensions de l'obstacle cométaire n'ont vraiment rien à voir avec celles du noyau. La partie du gaz neutre cométaire qui diffuse dans le vent solaire est ionisée progressivement par deux mécanismes dominants : l'échange de charges entre les protons du vent solaire et les atomes cométaires, et l'ionisation « critique », un mécanisme étudié par Alfvén en 1960. L'ionisation critique se

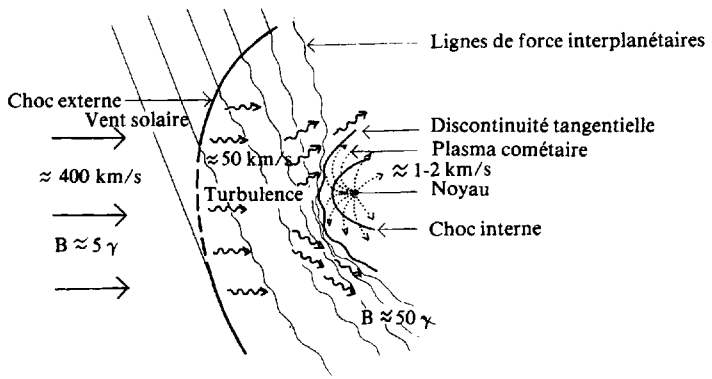


FIG. 5-26 – Schéma simplifié des écoulements du plasma et des principales surfaces de discontinuité apparaissant dans l'interaction entre le vent solaire et une comète, tel qu'on peut l'imaginer uniquement sur la base d'observations à distance et de modèles théoriques. (D'après J.-C. Brandt et D. A. Mendis, « The Interaction of the Solar Wind with Comets », C. F. Kennel, L. J. Lanzerotti et E. N. Parker, Éd., *Solar System Plasma Physics*, vol. II, North-Holland Publishing Company, 1979.)

produit lorsqu'un plasma magnétisé et un gaz neutre s'interpénètrent à une vitesse suffisamment élevée pour que l'énergie cinétique des neutres par rapport au plasma devienne supérieure ou égale à leur énergie d'ionisation.

Ces processus d'ionisation ont pour conséquence d'ajouter ou de substituer aux ions légers, mais d'énergie cinétique élevée du vent solaire, des ions lourds cométaires d'énergie cinétique initiale faible. Ces derniers sont, dès lors qu'ils sont ionisés, accélérés par le champ électrique du vent solaire pour atteindre sa vitesse d'écoulement.

L'impulsion qui leur est ainsi fournie est bien sûr prise à l'impulsion du vent solaire. Cela a pour effet de le ralentir loin en amont de la coma, et d'alourdir le vent solaire en ions cométaires. Le ralentissement n'est probablement pas suffisamment efficace pour réduire l'écoulement à des conditions sub-alfvéniques, d'où sans doute apparition d'un choc externe. Au-delà de ce choc, les lignes de force magnétiques, ralenties par l'effet des ions cométaires, commencent à se replier autour de l'obstacle.

Ensuite, dans la coma elle-même, une fraction du gaz neutre est également directement photo-ionisée par les rayonnements EUV et X solaires, puis par diverses réactions de chimie ionique. Il en résulte la formation d'une ionosphère cométaire fortement conductrice et donc très peu perméable au champ magnétique externe, qui est entraînée avec le gaz neutre dans l'expansion de la coma.

Dans ce scénario, le plasma magnétisé du vent solaire (contaminé et alourdi en ions cométaires) et le plasma non magnétisé de l'ionosphère cométaire seraient séparés par une discontinuité tangentielle (l'ionopause cométaire) imperméable au champ magnétique.

Le repli autour de l'obstacle des lignes de force magnétiques solaires, qui ne peuvent pénétrer le conducteur ionosphérique, est certainement – comme l'a proposé Alfvén – à l'origine de la formation de la queue de plasma (dite queue de type I) des comètes. La figure 5-27 montre comment on peut comprendre la formation de la structure radiale des queues cométaires par ce mécanisme de repliement, dont la géométrie tridimensionnelle probable est représentée sur la figure 5-28 (établie sur la base de simulations en laboratoire de l'interaction entre un conducteur et un jet de plasma magnétisé). Les observations révèlent précisément que les queues cométaires sont souvent structurées en raies, disposées radialement par rapport au noyau, en aval de la comète par rapport au vent solaire. Ces raies sont souvent disposées en paires symétriques qui se replient au cours du temps vers l'axe de la queue (fig. 5-29), exactement comme si elles étaient des traceurs des lignes de force magnétiques interplanétaires se repliant autour de l'obstacle (voir 11.5).

En mars 1986, cinq sondes interplanétaires ont survolé la comète de Halley : les sondes soviétiques *Vega 1* et *2*, la sonde *Giotto* de l'ESA, et les deux sondes interplanétaires japonaises *Sakigake* et *Suisei*. En septembre de l'année précédente, le satellite *ICE* (International Cometary Explorer) de la NASA avait effectué la première exploration in situ d'un environnement cométaire en traversant la queue de la comète Giacobini-Zinner. Ces rencontres n'ont révélé aucune contra-

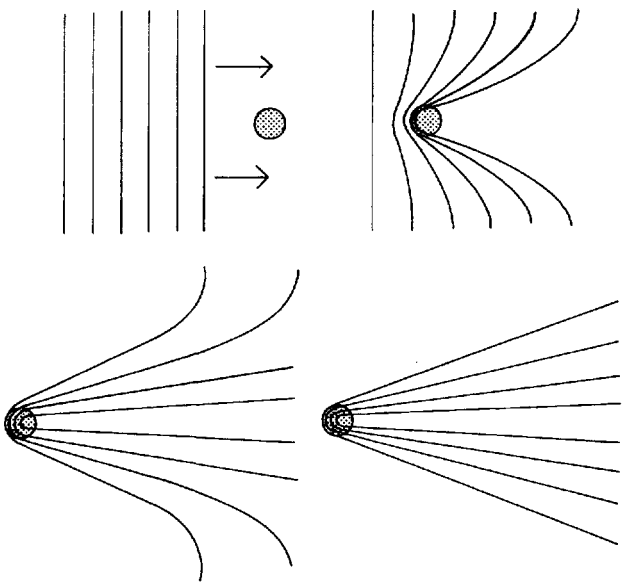


FIG. 5-27 – L'interaction d'une comète avec le champ magnétique interplanétaire selon Alfvén (1957) explique la formation de la queue de plasma cométaire et le mouvement des raies cométaires. (D'après H. Alfvén, « On the Theory of Comet Tails », *Tellus*, 9, 92, 1957.)

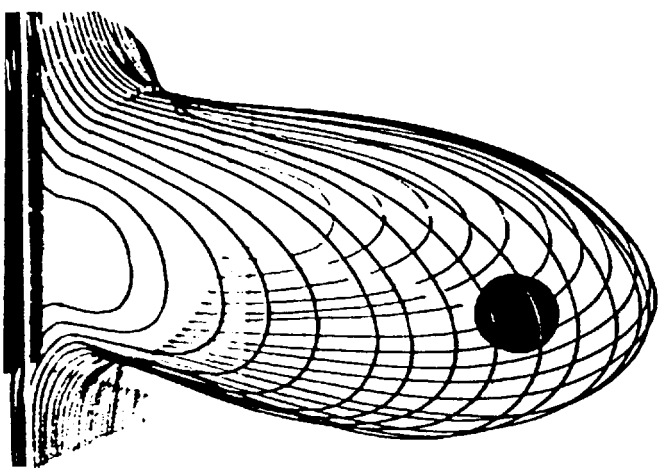


FIG. 5-28 – Représentation tridimensionnelle des lignes de force magnétiques dans l'interaction vent solaire-comète déduite d'une simulation en laboratoire. (I. M. Podgorny, E. M. Dubinin et P. L. Israelevich, *Moon and Planets*, 23, 323, 1980. Avec l'aimable autorisation des éditions D. Reidel.)

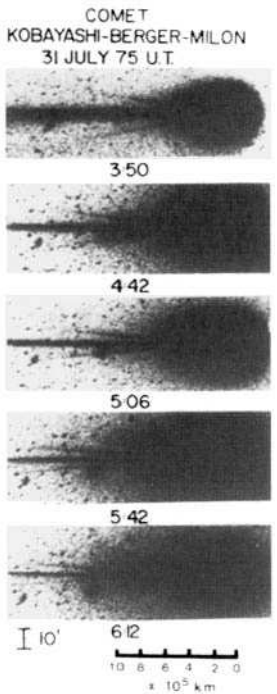


FIG. 5-29 – Des photographies successives de la comète Kobayashi-Berger-Milon montrent le mouvement des raies cométaires vers l'axe de la queue. (M. B. Niedner, « Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas », *Geophysical Monograph 30*, © American Geophysical Union, 1981.)

diction entre les mesures effectuées et les prédictions théoriques précédemment exposées. Mais elles ont révélé en revanche la complexité et la variabilité de l'environnement cométaire. La région du choc externe est certainement beaucoup plus complexe que prévu. Dans le cas de Halley, au moins trois discontinuités successives ont été identifiées dans la région où les lignes de champ magnétique interplanétaires s'empilent progressivement sur l'obstacle cométaire. La discontinuité de contact (l'ionopause) a été observée très clairement par Giotto dans tous les paramètres du flot de plasma, ainsi que dans l'intensité du champ magnétique tombant à des valeurs quasi nulles à l'intérieur de cette frontière. La structure de cette discontinuité semble résulter d'une interaction dynamique et chimique complexe entre le plasma, le gaz neutre et le champ magnétique.

Vénus

L'interaction du vent solaire avec les atmosphères des planètes non magnétisées est en fait connue essentiellement à travers l'exemple de Vénus, le cas de

Mars étant moins bien documenté même après les missions *Phobos* et *Mars Global Surveyor* (mais de nombreuses missions sont planifiées pour les deux premières décennies du XXI[e] siècle), et celui de Titan étant connu via l'unique passage de *Voyager 2* près de Saturne.

L'interaction de Vénus avec le vent solaire a été étudiée par plus de vingt missions interplanétaires, et surtout grâce à la sonde spatiale *Pioneer Venus* qui a été mise en orbite autour de la planète en 1978. Sa géométrie, représentée sur la figure 5-30, est tout à fait similaire à celle des comètes : au-delà de l'onde de choc frontale, qui décélère le vent solaire à une vitesse sub-alfvénique, les lignes de force et le plasma solaires s'accumulent sur la face diurne de l'ionosphère planétaire. Ils restent séparés de l'ionosphère par une frontière assez abrupte, l'ionopause, peu perméable au champ magnétique externe.

Les deux mécanismes d'interaction identifiés pour les comètes opèrent également ici :

– il y a alourdissement du vent solaire en amont de Vénus par diffusion des composants neutres de la haute atmosphère planétaire (constituée majoritairement d'oxygène atomique), bien que l'importance de cet effet soit diminuée par la gravité qui lie l'atmosphère à la planète et qui fait décroître très rapidement sa concentration avec l'altitude ;

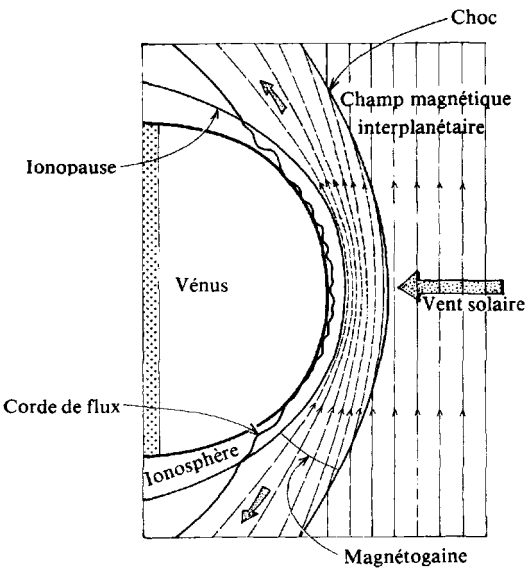


FIG. 5-30 – Schéma simplifié de l'interaction du vent solaire avec la face diurne de Vénus. (D'après M. A. Saunders, C. T. Russell et J. G. Luhmann, « Interactions with Planetary Ionospheres and Atmospheres : A Review », *Étude comparative des systèmes matnétosphériques*, Cepadues, 1986.)

– il y a contact direct entre l'ionosphère planétaire et le vent solaire comprimé de la magnétogaine à travers l'ionopause, le long de laquelle est réalisé l'équilibre de la pression totale (magnétique et particulaire) des deux plasmas. Dans ce cas, cet équilibre des pressions se réduit pratiquement à égalité entre la pression magnétique de la magnétogaine et la pression du plasma ionosphérique. La figure 5-31, qui montre trois profits verticaux du champ magnétique et de la concentration du plasma ionosphérique, mesurés par *Pioneer Venus* au cours de trois passages au-dessus de la face diurne de Vénus, illustre bien la structure de l'ionopause mais aussi sa variation considérable, en altitude et en épaisseur, en fonction de la pression du vent solaire. Lorsque cette dernière augmente (de gauche à droite sur la figure) l'altitude de l'ionopause diminue considérablement (de 420 à 250 kilomètres dans cet exemple) et son épaisseur passe simultanément de quelques kilomètres à plus de cinquante. Les théories actuelles ne rendent qu'insuffisamment compte encore de ce phénomène. Cependant, une suggestion vraisemblable est que, lorsque l'altitude de l'ionopause décroît, l'effet des collisions avec les molécules de l'atmosphère à cette altitude augmente, ce qui favorise la diffusion en altitude du plasma et du champ magnétique.

La figure 5-31 montre clairement que la diminution de l'altitude de l'ionopause a également un effet spectaculaire sur la perméabilité de cette barrière au champ magnétique extérieur. Lorsque l'ionopause est située à haute altitude (panneau de

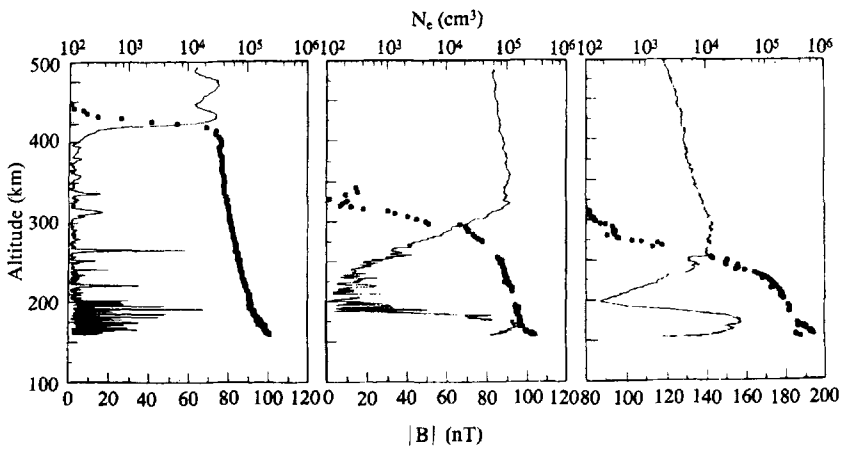


FIG. 5-31 – Trois profils en altitude de l'intensité du champ magnétique (traits fins) et de la concentration électronique (points noirs) mesurés par la sonde NASA « *Pioneer Venus Orbiter* » sur la face éclairée de l'ionosphère de Vénus pour trois valeurs différentes, croissant entre les courbes de gauche et les courbes de droite, de la pression dynamique du vent solaire. (D'après C. T. Russell, J. G. Luhmann, R. C. Elphic et M. Neuegebauer, *Comets*, L. L. Wilkening, Éd., Tucson, University of Arizona Press, © 1982. Avec l'aimable autorisation de l'éditeur.)

gauche), seules des pointes très localisées (de quelques kilomètres d'épaisseur) du champ magnétique subsistent dans la couche ionosphérique. Ces structures sont organisées spatialement comme des « cordes » de flux magnétiques. La formation de ces cordes de flux vénusiennes a été attribuée, sans qu'une démonstration définitive n'en ait été apportée, au développement d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz (responsable de la croissance et du déferlement des vagues sur l'océan), excitée par l'écoulement du plasma de la magnétogaine sur l'ionopause.

Lorsque l'ionopause est à basse altitude (panneau central et panneau de droite), le champ magnétique externe semble pénétrer l'ionosphère, et même s'accumuler dans la basse ionosphère, où se forme une couche de champ magnétique atteignant le niveau d'intensité de la magnétogaine.

Comme dans le cas cométaire, l'accrétion de flux magnétique interplanétaire en amont de la planète aboutit au repli progressif des tubes de force magnétiques de la magnétogaine autour de la planète en aval de l'écoulement. Comme le montre la figure 5-32, il se forme alors, immédiatement en aval de l'obstacle, une cavité à peu près vide de plasma qui se comble progressivement, plus en aval de l'écoulement, par l'expansion des tubes de force magnétiques, ainsi que par la diffusion du plasma le long de ces tubes de force. À quelques rayons planétaires en aval de la planète, le repli complet des tubes de force magnétiques aboutit à la configuration illustrée par la figure 5-33 : la formation de deux lobes magnétiques, de polarités magnétiques opposées, séparés par une couche neutre. On s'attend donc alors que le plan de la couche neutre contienne l'axe Soleil-planète et soit orthogonal au plan formé par cette direction et par celle du champ magnétique interplanétaire. Cela a été confirmé par une étude statistique des données relatives au champ magnétique de la mission *Pioneer Venus*.

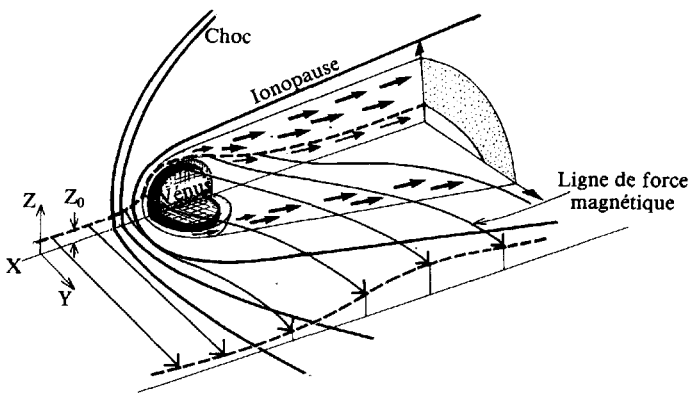


FIG. 5-32 – Illustration de la trajectoire et de la déformation des lignes de force magnétiques interplanétaires autour de Vénus. On voit ici l'évolution d'une ligne de force magnétique particulière qui passe « au-dessus » de Vénus. (D'après M. A. Saunders, C. T. Russell et J. G. Luhmann, *ibid.*)

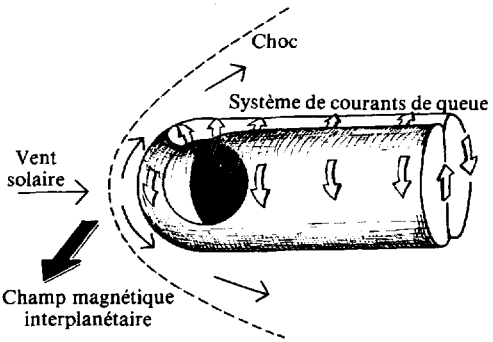


FIG. 5-33 – Le repli des lignes de forces magnétiques autour de l'obstacle illustré sur la figure 5-32 aboutit, loin en aval de Vénus, à la formation d'une queue magnétique formée de deux lobes magnétiques de polarités opposées séparés par une couche neutre. (D'après K. I. Gringauz, « The Bow Shock and the Magnetosphere of Venus According to Measurements from *Venera 9* and *10* Orbiters », *Venus*, D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, V. I. Moroz, Éd., Tucson, University of Arizona Press, © 1983.)

5.3.3 L'interaction du vent solaire avec les planètes magnétisées

Dans le cas des planètes possédant un champ magnétique intrinsèque dont la pression est supérieure à celle des couches atmosphériques externes (Mercure, la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune), c'est ce champ magnétique qui constitue l'obstacle déviant le vent solaire. Il creuse dans le vent solaire une cavité magnétique vide en première approximation, la magnétosphère, dont la forme a été calculée dans les années 1960. Il apparaît encore deux surfaces de discontinuité (voir plus haut fig. 5-25d et fig. 1-13) : le choc et la magnétopause. Cette dernière est une discontinuité tangentielle séparant le vent solaire décéléré de la cavité magnétique planétaire. L'écoulement externe et la forme de ces frontières ont été reproduits de façon très satisfaisante par des modèles imposant l'équilibre magnéto-hydrostatique à la magnétopause, et calculant l'écoulement externe par des codes hydrodynamiques classiques : ces modèles aboutissent au concept de magnétosphère fermée.

La magnétosphère fermée

Lorsque l'existence permanente du vent solaire et de la magnétosphère terrestre a été découverte au début des années 1960 grâce aux premières sondes spatiales lunaires et planétaires, il est immédiatement apparu que le champ magnétique terrestre, loin de décroître régulièrement avec la distance géocentrique, s'arrêtait sur une discontinuité abrupte marquant la limite de son extension

dans l'espace : la magnétopause. Pour une planète magnétisée, c'est la magnétopause qui constitue la frontière entre champ et matière interplanétaires (le vent solaire) et champ et matière planétaires (la magnétosphère).

Pour déterminer la position et la limite spatiale de l'extension d'une magnétosphère, on considère la conservation de la masse et de l'impulsion (incluant les champs électromagnétique et de gravitation) du fluide conducteur MHD circulant dans l'environnement planétaire, au cours de son mouvement. On peut montrer que les équations gouvernant les variations d'une grandeur macroscopique de densité $\overline{\overline{D}}$ (masse, tenseur d'impulsion) caractérisant le fluide en mouvement peuvent se mettre sous la forme conservative :

$$\partial\overline{\overline{D}}/\partial t + \nabla \cdot \overline{\overline{F}} = 0 \tag{5.47}$$

où $\overline{\overline{F}}$ est le flux de cette même grandeur. A une surface de discontinuité S (de normale $\vec{n}$), en régime stationnaire ($\partial/\partial t = 0$), les conditions de saut s'écrivent :

$$\overline{\overline{F}} \cdot \vec{n} \text{ (côté 1)} = \overline{\overline{F}} \cdot \vec{n} \text{ (côté 2)} \tag{5.48}$$

c'est-à-dire que le flux est continu à travers la surface (S) entre le côté 1 et le côté 2. Appliquant (5.48) à la conservation de la masse, on obtient simplement :

$$\rho\vec{V} \cdot \vec{n} \text{ (1)} = \rho\vec{V} \cdot \vec{n} \text{ (2)} \tag{5.49}$$

où ρ est la masse volumique du fluide et $\vec{V}$ sa vitesse d'ensemble. Le flux de matière est conservé à travers la surface de discontinuité (S).

Pour écrire simplement la conservation de l'impulsion – c'est-à-dire l'équilibre des forces – sur cette surface, on peut considérer le vent solaire comme un jet monocinétique de particules individuelles non magnétisées et sans collisions entre elles, et donc négliger le champ magnétique et la pression thermique du plasma du côté 1 (ce qui est justifié par l'écoulement supersonique du vent solaire). Si chaque particule de masse m subit une réflexion spéculaire à la traversée de la magnétopause sous l'effet du champ magnétique planétaire (fig. 5-34), elle cède une impulsion $2m(\vec{V} \cdot \vec{n})$. Le flux d'impulsion du vent solaire est donc $2\rho V^2 \cos^2 \chi$ avec χ l'angle entre la vitesse et la normale à la magnétopause.

En régime stationnaire, les équations de Maxwell imposent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \tag{5.50}$$

donc B_N (la composante normale à la discontinuité) est continue. De même, $\vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{0}$ impose E_T (composante tangentielle à la discontinuité) continue.

Du côté 2 (magnétosphère), il n'y a pas de matière, mais un champ magnétique $\vec{B}$ produit par la planète. Le fait que $\vec{B} = \vec{0}$ dans le vent solaire impose $B_N = 0$ à la discontinuité, et donc $B = B_T$, le champ magnétique planétaire est tangentiel au niveau de la magnétopause. Le flux d'impulsion du côté 2 se réduit donc à la pression magnétique $P = B_T^2/2\mu_o$.

Le bilan du flux d'impulsion de part et d'autre aboutit ainsi à la condition d'équilibre magnétostatique très simple :

$$2\rho V^2 \cos^2 \chi = B_T^2/2\mu_o \tag{5.51}$$

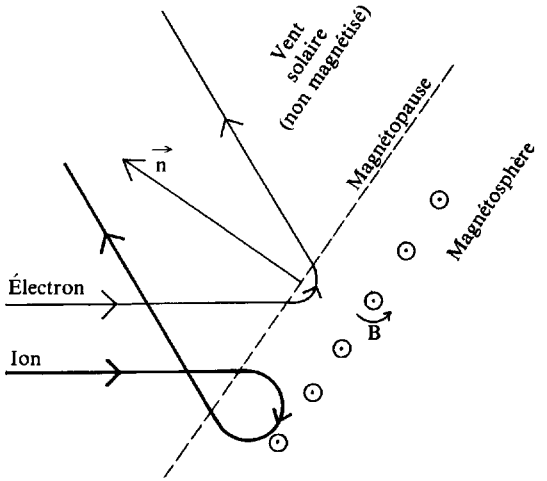


FIG. 5-34 – La réflexion spéculaire d'une particule chargée du vent solaire (assimilé ici à un jet non magnétisé de charges électriques) sur la magnétopause résulte du mouvement de giration magnétique de la particule incidente dans le champ magnétosphérique. Ce mouvement de giration produit des déplacements nets en sens opposés pour les ions et les électrons le long de la magnétopause, et donc un courant électrique tangent à la magnétopause et orthogonal au champ magnétique de la magnétosphère. C'est précisément ce courant électrique qui isole le vent solaire du champ magnétique planétaire.

En utilisant cette expression, on peut alors calculer globalement la géométrie de la magnétopause et la distribution du champ dans la cavité magnétique planétaire, en résolvant le problème aux limites à frontière libre suivant (dont la géométrie est présentée sur la figure 5-35) :

Trouver une fonction Φ à valeurs dans le domaine (I) séparant la surface planétaire (P) d'une surface de discontinuité (M), la magnétopause, telle que :

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\,\Phi \tag{5.52}$$

On a négligé l'effet des courants électriques dans la cavité magnétique, sauf bien sûr celui des courants internes à la planète et responsables de son champ intrinsèque.

B_N, la composante de $\vec{B}$ normale à la surface (P), est fixée égale à la valeur donnée par la source interne de champ magnétique (par exemple, on prendra pour B_N la valeur donnée par le dipôle magnétique planétaire) ;

$B_N = B_e\,(1 + 3\cos^2\theta)^{1/2}$ (B_e étant le champ équatorial et θ la colatitude) (5.53a)

$B_T^2 = 4\mu_o \rho V^2 \cos^2\chi$ sur (M) ; (5.53b)

$B_N = 0$ sur (M) (la magnétopause est imperméable au flux magnétique) (5.53c)

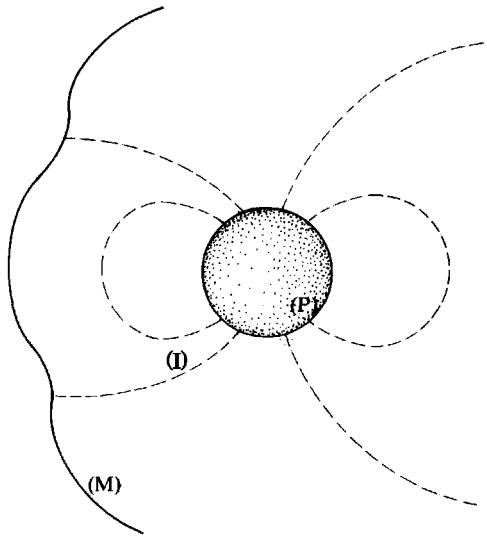


FIG. 5-35 – Géométrie du problème aux limites à frontière libre définissant la forme de la magnétopause (M) associée à la source de flux magnétique émergeant de la surface planétaire (P) du corps planétaire magnétisé (les lignes en pointillé représentent les lignes de force magnétique).

Le modèle de Chapman-Ferraro

Dès 1940, Chapman et Ferraro ont obtenu une solution (fausse mais approchée) de ce problème par la méthode des images. Ils ont supposé l'interface vent-solaire/magnétosphère plane et perpendiculaire à la direction Terre-Soleil. Pour construire une solution vérifiant (5.52) et (5.53c) du côté magnétosphérique de l'interface (M), il suffit de superposer au champ magnétique dipolaire terrestre celui du dipôle image par rapport à l'interface. L'allure des lignes de force magnétiques qui en résulte dans le plan méridien magnétique planétaire contenant l'axe Soleil-planète est présentée sur la figure 5-36.

Pour des caractéristiques données du vent solaire, la position de la magnétopause est alors déterminée en imposant la condition d'équilibre des pressions au point subsolaire S, intersection de la magnétopause avec l'axe Soleil-planète (mais cette condition n'est alors vérifiée en aucun autre point). L'intensité du champ en S vaut alors deux fois celle du champ dipolaire planétaire seul :

$$B_s = 2B_e/L^3 \tag{5.54}$$

où $L = R/R_P$ est le rapport de la distance planétocentrique de S au rayon planétaire et où B_e est l'intensité du champ équatorial à la surface de la planète. L'intensité du champ dipolaire en un point quelconque de rayon vecteur R (exprimé en R_P) et de colatitude θ est :

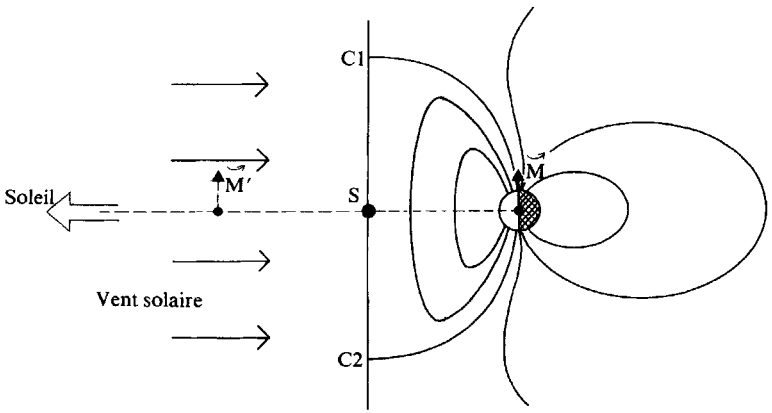


FIG. 5-36 – Allure de la géométrie des lignes de force magnétiques produites par l'interaction vent solaire/magnétosphère dans le modèle simplifié de Chapman-Ferraro. Il apparaît sur la magnétopause, dans le plan contenant l'axe du dipôle magnétique planétaire et la direction du Soleil, deux points neutres (où le champ magnétique s'annule). Ce sont les *cornets polaires* C1 et C2.

$$B = (B_e/R^3)(1 + 3\cos^2\theta)^{1/2} \tag{5.55}$$

Une autre manière de retrouver le même résultat consiste à exprimer B_S comme la somme de la contribution B_P du champ planétaire et de celle B_C des courants qui circulent à la surface de la magnétopause. Pour deux points infiniment proches situés de part et d'autre de la magnétopause, on a :

– dans la magnétosphère, $B = B_P + B_C$

– dans le vent solaire, $B' = B'_P + B'_C = 0$, avec $B'_P = B_P$ et $B'_C = -B_C$

d'où on tire le champ en S (côté magnétosphère) : $B = 2B_P = 2B_e/L^3$

L'équation (5.53b) permet alors de fixer la position L_M de la magnétopause, exprimée par sa distance planétocentrique (mesurée en rayon planétaire)

$$L_M = (B_e^2/\mu_o \rho V^2)^{1/6} \tag{5.56}$$

Pour des paramètres typiques du vent solaire à 1 ua (V = 400 km/s, N = 5 cm^{-3}, avec $\rho = Nm_p$), on trouve que, dans le cas de la Terre, L_M est comprise entre dix et quinze rayons, ce qui correspond bien aux observations de la magnétopause terrestre (voir sections 1.2.2, 6.3.4 et tableau 1-7).

Le même calcul mené pour le cas de Jupiter place sa magnétopause à 60 rayons joviens du centre de la planète, alors que les mesures de position de la magnétopause jovienne faites par les sondes *Voyager 1* et *2* la placent plutôt vers 90 rayons joviens (voir 8.4.1). Cet écart est dû à la déformation du champ magnétique jovien par les sources de plasma internes à sa propre magnétosphère et dont la pression propre n'est pas prise en compte dans l'approche que l'on vient de décrire.

Les modèles hydrodynamiques tridimensionnels

Le problème à trois dimensions n'ayant pas de solution analytique, des simulations sur ordinateur ont permis dans les années 1960 de déterminer en trois dimensions l'écoulement du vent solaire autour de l'obstacle magnétosphérique, en utilisant le savoir-faire existant pour le calcul d'écoulements supersoniques, par exemple autour des aéronefs. Ces calculs utilisent plusieurs hypothèses simplificatrices pour éviter de résoudre dans sa généralité le problème à frontière libre que nous avons précédemment formulé. En s'inspirant de la solution « Chapman-Ferraro » et de l'expression de l'équilibre des pressions sur la magnétopause déduite du modèle du vent solaire comme flux de particules individuelles (formule 5.51), on admet :

– que la pression du vent solaire sur la magnétopause s'exprime $K\rho V^2 \cos^2 \chi$ (K pouvant être ajusté entre 1 et 2 pour simuler diverses conditions de réflexion des particules par la magnétopause) ;

– que la composante tangentielle B_T du champ magnétique au niveau de la magnétopause (du côté magnétosphérique) est simplement égale au double de la composante tangentielle du champ dipolaire.

Avec ces deux hypothèses, B_T au niveau de la magnétopause devient une fonction de la position et de χ, et l'équation

$$K \rho V^2 \cos^2 \chi = B_T^2 / 2\mu_o \qquad (5.57)$$

peut être résolue comme une équation différentielle ordinaire déterminant (par l'intermédiaire de χ) la forme de la magnétopause avant même que l'écoulement ne soit connu en détail.

L'écoulement est alors calculé dans un second temps par un code hydrodynamique, la forme de l'obstacle à contourner étant maintenant fixée.

Les lignes de courant résultant de ce calcul sont montrées sur la figure 5-37a dans un plan contenant la ligne Soleil-Terre. Elles sont tracées en traits pleins. On voit que l'écoulement non perturbé du vent solaire est dévié autour de l'obstacle dès le passage du choc ; près de l'axe Soleil-Terre (axe horizontal de la figure), l'écoulement devient immédiatement subsonique au-delà du choc. Puis, comme le montrent les lignes de nombre de Mach constant (en traits pointillés longs) et la ligne de passage de la vitesse du son (pointillés courts), l'écoulement est à nouveau accéléré, au cours du contournement de l'obstacle, par la zone de fortes pressions créée derrière le choc près de la ligne Soleil-Terre, et l'écoulement redevient très vite supersonique en aval du choc sur les flancs de la magnétosphère.

Une fois l'écoulement connu, on peut calculer la distribution du champ magnétique dans la région comprise entre le choc et la magnétopause, que l'on appelle magnétogaine. La figure 5-37b montre les lignes de force magnétiques (traits continus) et les lignes de courant (traits pointillés) pour deux orientations différentes du champ magnétique interplanétaire, supposé uniforme en amont de l'onde de choc. Dans les deux cas présentés, il y a empilement des lignes de

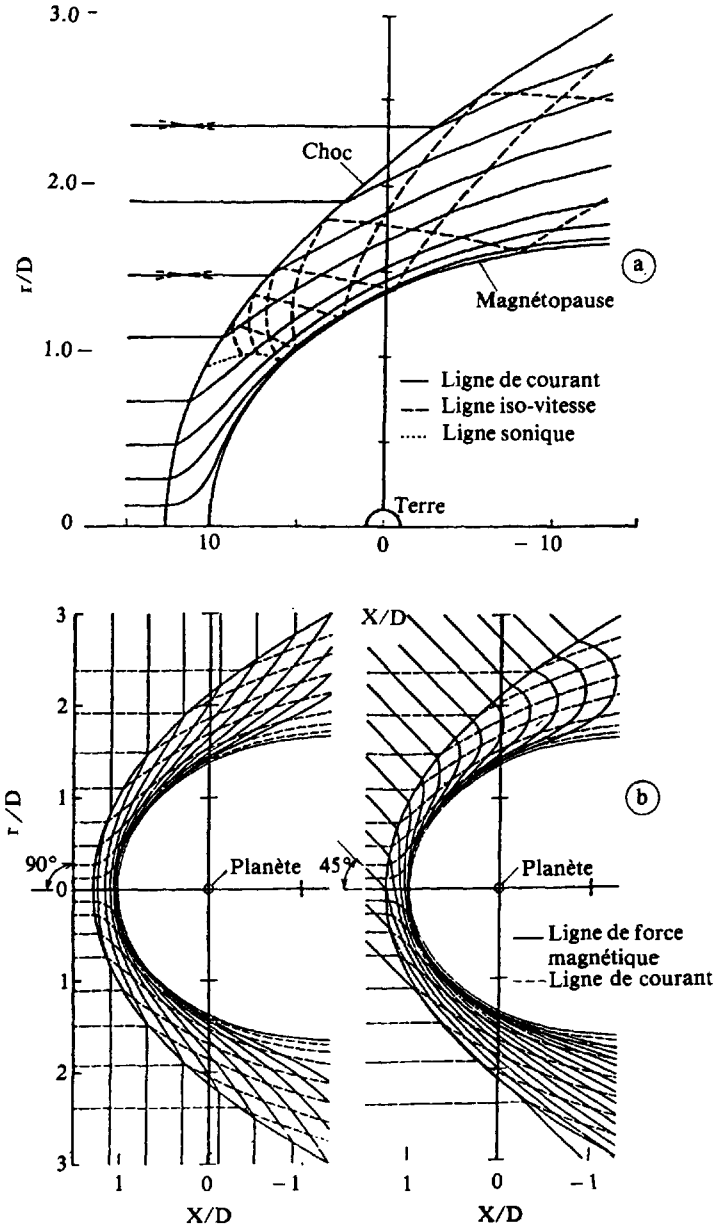


FIG. 5-37 – Réqultats d'une simulation hydrodynamique de l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère terrestre, présentés en coupe dans le plan de l'écliptique. (D'après J. R. Spreiter, A. L. Summers et A. Y. Alkne, « Hydromagnetic Flow around the Magnetosphere », *Planetary and Space Science*, 14, 223, © 1966 Pergamon Journals Ltd.)

force magnétiques, et donc intensification du champ magnétique, en amont de la magnétopause. Les lignes de force ont tendance à se « draper » autour de la magnétosphère. Il faut noter que l'évacuation du flux magnétique accumulé se fait selon la dimension orthogonale au plan de la figure.

Le calcul du champ magnétique se fait simplement en utilisant l'équation du gel du flux magnétique dans le plasma :

$$\partial \vec{B}/\partial t + \vec{\nabla} \times (\vec{V} \times \vec{B}) = \vec{0} \tag{5.58}$$

pour transporter le champ magnétique interplanétaire du vent solaire libre à la magnétogaine. Notons que pour une vitesse $\vec{V}$ le long de l'axe Soleil-Terre et un champ magnétique interplanétaire $\vec{B}$ perpendiculaire à $\vec{V}$, cette équation (5.58) se réduit à $\vec{V} \cdot \vec{B}$ = constante dans la magnétogaine. L'intensification du champ magnétique est alors simplement proportionnelle à la décélération de l'écoulement, et la pression dynamique du vent solaire $K\rho V^2 \cos^2 \chi$ se retrouve convertie en une pression magnétique $B^2/2\mu_o$ équivalente, juste en amont du nez de la magnétopause.

La figure 5-38 montre que les simulations hydrodynamiques reproduisent correctement les positions du choc (points noirs sur la figure) et de la magnétopause (cercles) observées par le satellite *IMP-1*.

Les mesures sélectionnées correspondent bien sûr à une même plage de valeurs de la pression dynamique du vent solaire. Les positions du choc et de la

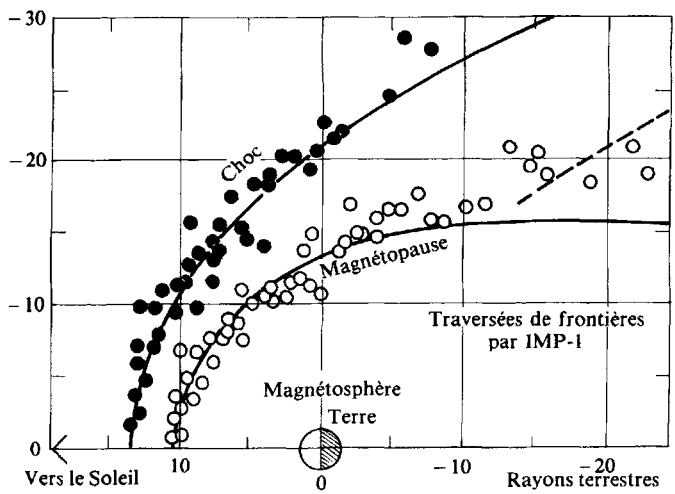


FIG. 5-38 – Les positions du choc et de la magnétopause dans le plan de l'écliptique prévues par la simulation hydrodynamique (figure 5-37) peuvent être ajustées avec un très bon accord aux positions de ces frontières relevées par les satellites (ici *IMP-1*) pour des valeurs semblables de la pression dynamique du vent solaire (les positions observées du choc sont marquées par un point noir, celles de la magnétopause par un cercle).

magnétopause prédites pour cette même valeur de la pression sont portées en traits pleins. On constate que l'accord est excellent, en particulier du côté du Soleil. On note cependant un écart systématique entre la position théorique et les positions observées de la magnétopause, qui augmente lorsqu'on s'éloigne de la Terre du côté nuit.

Cet écart, bien que faible, est révélateur d'une des faiblesses des hypothèses utilisées pour le calcul, à savoir l'hypothèse de gel total du champ magnétique dans l'écoulement, qui est faite dans le cadre de la magnéto-hydrodynamique (MHD) idéale.

La magnétosphère ouverte

Dans le cadre de la MHD idéale, la cavité magnétosphérique est par définition fermée aux échanges de matière, d'impulsion, d'énergie et de flux magnétique avec le vent solaire, ce qui est bien sûr démenti par l'observation quotidienne du contrôle qu'exerce le vent solaire sur l'activité aurorale et géomagnétique.

On sait maintenant qu'environ 1 % du flux de matière du vent solaire qui traverse en amont de la magnétosphère une surface égale à la section efficace de sa face diurne parvient en fait à traverser la magnétopause, et constitue une source de plasma importante pour l'alimentation des aurores et des ceintures de radiation.

Du point de vue du transfert d'impulsion et d'énergie, les mesures des satellites dans le vent solaire et sur l'orbite géostationnaire ont montré qu'environ 10 % du champ électrique interplanétaire est transmis à l'intérieur de la magnétosphère.

Cependant, les études statistiques, ainsi que l'analyse des événements géophysiques, montrent que l'activité géomagnétique n'est pas influencée également par tous les paramètres du vent solaire. La composante du champ magnétique interplanétaire parallèle à l'axe du dipôle magnétique planétaire, dite composante B_Z, semble jouer le rôle prépondérant, l'activité étant d'autant plus intense que le champ magnétique interplanétaire est plus fortement orienté vers le sud (dans le cas de la Terre), c'est-à-dire dans le même sens que le dipôle planétaire.

Enfin, tout modèle physique de l'interaction vent solaire/magnétosphère doit expliquer la géométrie très particulière des zones aurorales terrestres, qu'illustre la figure 5-39. Cette photographie a été prise dans l'ultraviolet par la caméra du satellite *Dynamics Explorer 1*, à une altitude de quatre rayons terrestres. On y voit la lumière solaire illuminant la face éclairée de la Terre, mais aussi un cercle lumineux presque parfait qui apparaît très clairement dans les régions polaires nocturnes. Une analyse précise montre que ce cercle, appelé « ovale auroral », est centré sur un point déporté d'environ cinq degrés vers la nuit par rapport au pôle magnétique. Son rayon croît avec l'activité géomagnétique et avec l'intensité de la composante B_Z du champ magnétique interplanétaire ; il varie au total de dix à vingt degrés de la sphère terrestre.

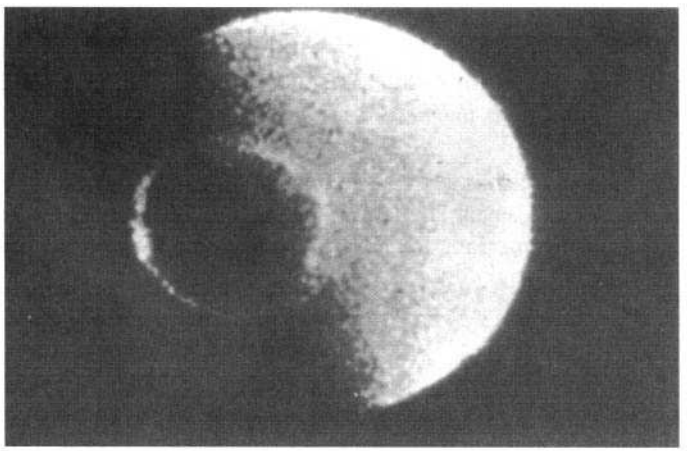


FIG. 5-39 – Photographie en ultraviolet de la Terre, montrant l'ovale ultraviolet auroral qui se détache sur la face nocture, prise par la caméra du satellite *Dynamics Explorer I* de la NASA. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

Le modèle qui rend le mieux compte qualitativement de l'ensemble de ces faits d'observation est le modèle de « magnétosphère ouverte » proposé par Dungey en 1961. Il fait appel au mécanisme de reconnexion magnétique à la magnétopause qu'exclut par construction la MHD idéale. L'idée de départ est la suivante : reprenons le modèle magnétosphérique le plus simple, celui de Chapman-Ferraro (fig. 5-36) et imaginons qu'un champ magnétique vertical, orienté vers le haut, existe dans le vent solaire du côté gauche de la magnétopause. La présence, de part et d'autre de la magnétopause, de champs magnétiques de directions opposées implique que circule sur la magnétopause, perpendiculairement au plan de la figure, une nappe de courant intense qui peut être instable. Le développement de cette instabilité (dite « instabilité de déchirement ») peut alors aboutir à la reconnexion des champs magnétiques solaire (interplanétaire) et planétaire. La topologie magnétique qui en résulte dans le modèle de Dungey est représentée sur la figure 5-40a (où l'orientation du dipôle magnétique planétaire est opposée à celle de la figure 5-36), qui fait apparaître les lignes de force magnétiques dans le plan contenant la direction planète-Soleil et l'axe du dipôle planétaire (plan midi-minuit magnétique).

– Dans le plan équatorial, une ligne neutre se forme, le long de laquelle le champ magnétique présente une topologie de points neutres en X, qui réalisent la connexion physique entre les champs magnétiques solaire et planétaire. La trace de cette ligne neutre dans le plan de la figure correspond aux points N1 et N2.

– Il apparaît trois classes topologiques distinctes de lignes de force magnétiques : une classe 1 (lignes planétaires) de lignes de force entièrement intérieures à la magnétosphère, et qui sont connectées au corps planétaire en leurs deux

extrémités ; une classe 2 (lignes interplanétaires) de lignes de force entièrement plongées dans le vent solaire et la magnétogaine ; une classe 3 (lignes reconnectées) de type intermédiaire, qui résulte spécifiquement du phénomène de reconnexion. Ces lignes de classe 3 ont une extrémité connectée au corps planétaire, et l'autre qui s'étend à l'infini dans le vent solaire.

Au niveau de la haute atmosphère planétaire, la limite entre les lignes de force de classe 3, qui forment une « touffe » de lignes de force émergeant des régions polaires, et les lignes de force de classe 1, semble correspondre assez précisément à l'ovale auroral (voir fig. 5-39). Cela est attesté essentiellement par les mesures satellitaires des spectres en énergie des électrons précipitants dans la haute atmosphère. Alors qu'à l'intérieur de chaque ovale auroral, les électrons précipitants ont la même énergie caractéristique que ceux que l'on rencontre dans le vent solaire après le choc (la magnétogaine), ceux que l'on rencontre au niveau des ovales auroraux et à l'extérieur de ceux-ci ont des énergies caractéristiques beaucoup plus grandes (de 1 à 10 keV). Ainsi, les ovales auroraux semblent bien être la projection sur la haute atmosphère terrestre, le long des lignes de force magnétiques, de la ligne neutre qui, dans le modèle de Dungey, fait le tour de la planète au voisinage du plan équatorial.

La circulation du plasma à l'intérieur des magnétosphères

Les lignes de classe 3 ont une autre conséquence très importante pour l'interaction vent solaire/planète : elles permettent à l'impulsion d'écoulement du vent solaire d'être partiellement transmise à l'intérieur de la magnétosphère. En effet, les conditions de validité de l'hypothèse de gel du flux magnétique dans le mouvement de la matière restent vérifiées presque partout dans le modèle de Dungey, sauf dans le voisinage immédiat de la ligne neutre. On peut donc appréhender le mouvement du plasma à l'intérieur de la magnétosphère en suivant chaque ligne de force de classe 3 dans son mouvement. En régime stationnaire, ces lignes de classe 3, qui dans le vent solaire dérivent du Soleil vers la nuit, font de même à l'intérieur de la cavité magnétosphérique. Cette circulation est organisée selon les doubles flèches des figures 5-40a et 5-40b. Elle est dirigée vers la nuit sur les lignes de force magnétiques ouvertes (classes 2 et 3). La conservation du flux magnétique impose alors, pour que la reconnexion sur la face diurne de la magnétopause reste alimentée en flux magnétique planétaire, que la circulation du plasma soit dirigée au contraire vers le Soleil sur les lignes de force fermées (classe 1). C'est bien ce qui est observé expérimentalement : dans le plan équatorial, comme le montre la figure 5-40b, le mouvement du plasma est partout dirigé vers le Soleil à l'intérieur de la ligne neutre, qui, au moins du côté jour, dessine les limites de la cavité magnétosphérique.

Au niveau des couches ionosphériques de la planète, dont la figure 5-40c représente un hémisphère en coordonnées polaires, le mouvement du plasma à haute altitude (là où les paramètres de collision r_i et r_e sont petits devant l'unité)

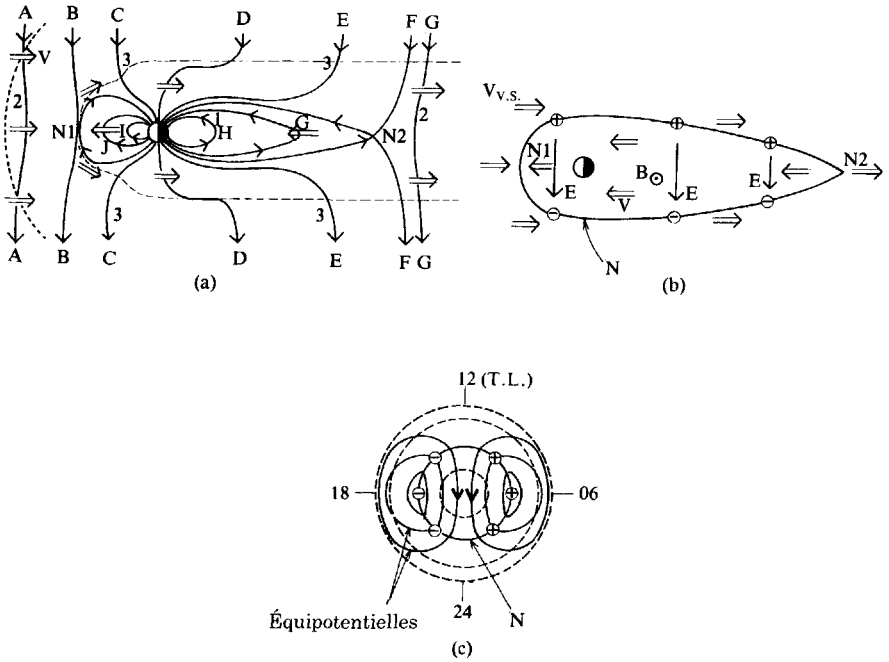


FIG. 5-40 – Principe et conséquence du modèle de magnétosphère ouverte de Dungey. (a) Dans le plan méridien magnétique midi-minuit, l'interconnexion des champs magnétiques planétaire et interplanétaire est représentée pour le cas simple d'un champ interplanétaire uniforme et pointant vers le sud (le choc est représenté en pointillés, et la magnétopause en tiretés). Cette interconnexion permet de transmettre aux lignes de force des calottes polaires (3) le mouvement d'écoulement vers la nuit du plasma interplanétaire (étapes A à G). La conservation du flux magnétique implique alors que le plasma sur les lignes de force fermées (1) s'écoule en retour vers le Soleil (étapes G à J). (b) Dans le plan équatorial, apparaît la continuité de la ligne neutre (ou ligne de reconnexion) (N) qui relie entre eux le point de reconnexion de midi (N1) et celui situé dans la queue lointaine à minuit (N2). Le plasma s'écoule vers le Soleil à l'intérieur de la ligne neutre (N), sous l'effet du champ électrique aube-crépuscule induit par le vent solaire. (c) En projection le long des lignes de force sur l'ionosphère polaire dont les cercles de latitude constante sont tracés en tiretés, la courbe (N) semble bien correspondre à la frontière calotte polaire-zone aurorale (ou cercle auroral), le long de laquelle apparaissent les arcs auroraux les plus brillants. Les lignes d'écoulement du plasma au-dessus de ces régions (qui sont aussi les équipotentielles électrostatiques) indiquent qu'il s'écoule vers la nuit à l'intérieur du cercle auroral, et revient vers le secteur de midi à l'extérieur de ce cercle. (D'après L. R. Lyons et D. J. Williams, « Quantitative Aspects of Magnetospheric Physics », *Geophysics and Astrophysics Monographs*, D. Reidel Publishing Company, 1984.)

se déduit des figures précédentes par projection le long des lignes de force : le plasma dérive vers la nuit à l'intérieur du cercle auroral (projection de la ligne neutre sur l'ionosphère) et retourne vers le secteur de jour dans la direction du Soleil à l'extérieur de ce cercle. Sa circulation, dont les lignes de courant sont représentées sur la figure, est donc organisée en deux grands vortex, l'un occupant le secteur du matin et l'autre le secteur du soir des régions polaires. C'est cette géométrie en deux vortex qui a fait donner à la circulation induite par le vent solaire à l'intérieur de la magnétosphère le nom de convection magnétosphérique.

La circulation que l'on vient de décrire ne représente qu'une composante des systèmes de circulation des tubes de flux magnétique à l'intérieur d'une magnétosphère. Pour connaître la circulation totale, il faut superposer à celui qu'induit le vent solaire les systèmes de circulation induits par les dynamos internes à la magnétosphère. Celles-ci résultent du mouvement propre des éléments du conducteur ionosphérique à travers le champ magnétique planétaire. Chaque élément est entraîné à la vitesse $\vec{V}$ locale du gaz de la haute atmosphère au niveau de la couche conductrice (dite « couche dynamo ionosphérique ») que l'on a décrite en section 5.2. Cette vitesse, dans le repère inertiel de la planète, se décompose en :

$$\vec{V} = \vec{\Omega} \times \vec{R} + \vec{V}_n \tag{5.59}$$

$\vec{\Omega} \times \vec{R}$ – où $\vec{\Omega}$ est le vecteur vitesse angulaire de rotation planétaire et $\vec{R}$ le rayon vecteur planétocentrique de l'élément de fluide ionosphérique – représente la vitesse d'entraînement du fluide dans la rotation planétaire, dite vitesse de corotation. $\vec{V}_n$, le second terme, est la vitesse propre du fluide atmosphérique par rapport à la planète, c'est-à-dire tout simplement le vent neutre. Sauf au voisinage immédiat des pôles de rotation, ce second terme est en général négligeable, et on peut donc l'oublier, pour le rajouter ultérieurement comme un terme correctif, dans l'établissement de la circulation globale du plasma magnétosphérique dans le repère d'inertie.

L'effet de l'entraînement du fluide atmosphérique de la couche dynamo dans la rotation planétaire consiste simplement à superposer aux cellules de convection induites par le vent solaire le mouvement de corotation, par le biais de la friction qu'exerce le conducteur ionosphérique en rotation sur les pieds de chaque ligne de force. Il en résulte que les schémas de la figure 5-40 doivent être reconsidérés pour représenter la circulation totale. Au niveau de l'ionosphère, le schéma (c) reste valable à condition de se placer dans un repère lié à la rotation planétaire, qui est celui d'un observateur placé à la surface de la planète. Dans le plan équatorial, en revanche, le schéma (b) doit être modifié comme le montre la figure 5-41. On y a représenté dans le plan équatorial magnétique les lignes de courant du plasma gelé, qui sont aussi en régime stationnaire les équipotentielles du champ électrostatique. La circulation totale (panneau de droite) résulte de la superposition de la convection vers le Soleil induite par le vent solaire, associée à un champ électrique pointant le long de l'axe aube-crépuscule, et de la corotation, produite par un champ électrique radial. On voit qu'elle fait apparaître deux domaines de circula-

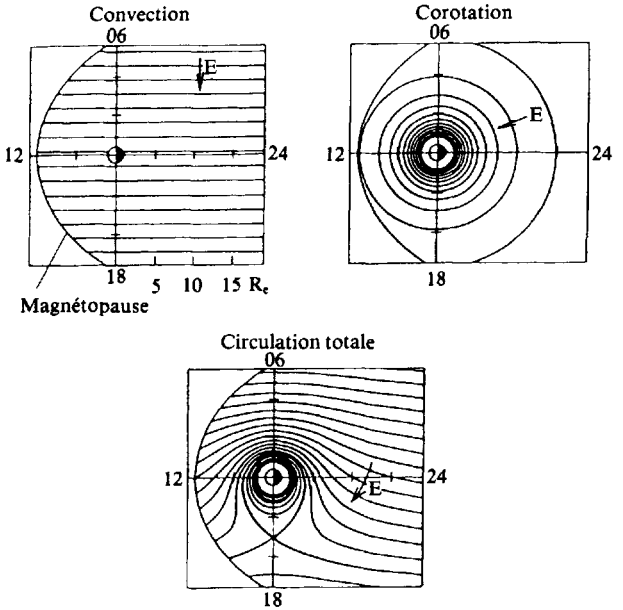


FIG. 5-41 – Géométrie des équipotentielles électrostatiques (qui sont aussi les lignes de courant du plasma froid) dans le plan équatorial magnétique d'une magnétosphère. Le champ électrique total (dont les équipotentielles sont présentées sur le panneau inférieur) résulte en fait de la superposition de deux systèmes de champ électrique engendrés, l'un par l'interaction avec le vent solaire (panneau supérieur gauche), c'est le « champ de convection » représenté ici comme uniforme pour simplifier, l'autre par la rotation diurne du conducteur ionosphérique planétaire (panneau supérieur droit), c'est le « champ de corotation ». (D'après L. R. Lyons *et al.*, *ibid.*)

tion déconnectés, séparés par une ligne de courant singulière qui passe par un point de stagnation situé sur l'axe 6 h – 18 h. À l'intérieur de cette ligne singulière, le plasma gelé et les tubes de force magnétiques parcourent des trajectoires fermées autour de la planète. Ces tubes de force restent donc en permanence fermés et connectés à la source de plasma ionosphérique. Pour la même raison, ils ne sont jamais connectés au vent solaire, et donc (en première approximation) ne sont pas soumis à l'influence du milieu interplanétaire.

C'est donc, en dernière analyse, la ligne de courant singulière et la coquille magnétique qu'elle définit qui représentent la véritable limite interne du domaine de la magnétosphère qui est contrôlé par le milieu interplanétaire. Comme on le voit sur la figure 5-41, la circulation à l'extérieur de cette frontière va de la queue magnétique vers la magnétopause diurne, en contournant la région de corotation soit par le côté soir, soit par le côté matin. On retrouve le mouvement des lignes de force fermées que représentait le schéma (a) de la figure 5-40. Considérons à nouveau ce schéma : il nous rappelle que ces lignes de force fermées, après

avoir été transportées de la queue vers la magnétopause, sont ouvertes sur l'espace interplanétaire en traversant cette frontière, et reviennent vers la queue magnétique au-dessus des deux calottes polaires sous la forme de deux lignes de force ouvertes.

Ces remarques vont nous permettre de comprendre quelle est l'extension de la région peuplée par le plasma ionosphérique à l'intérieur d'une magnétosphère. La figure 5-42, qui est une coupe de la cavité magnétosphérique dans le plan méridien midi-minuit, en donne le principe. La zone grisée représente l'intérieur de la coquille magnétique contenant la ligne de courant singulière : c'est la zone où les tubes de force magnétiques restent fermés et entraînés par la source de plasma ionosphérique, tout en étant entraînés dans la corotation. Cette source étant toujours active sur la face éclairée de la planète (sous l'effet du rayonnement ultraviolet solaire), les tubes de force sont donc remplis par le plasma ionosphérique jusqu'à ce que leur pression atteigne l'équilibre avec celle de la source. Il en résulte de fortes valeurs de la concentration de plasma froid dans ce domaine, que

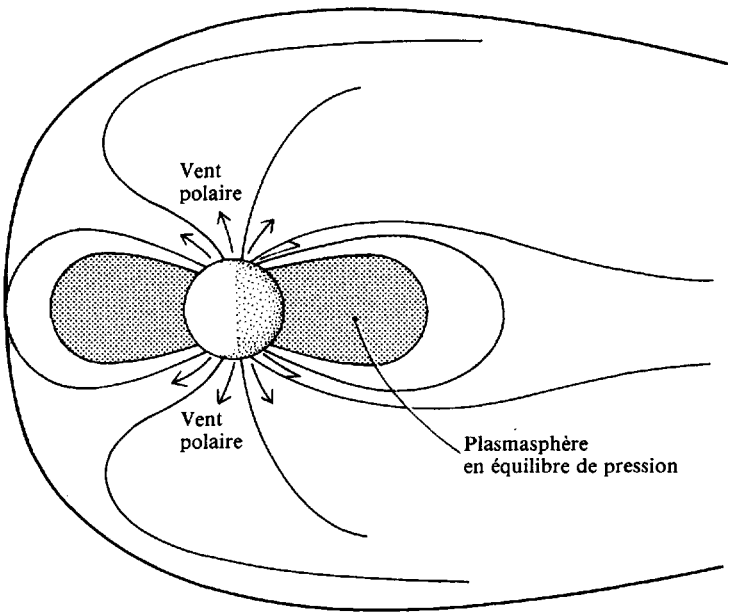


FIG. 5-42 – La superposition de la convection et de la corotation des tubes de force magnétiques d'une magnétosphère planétaire fait apparaître trois régimes distincts de remplissage de ces tubes de force par le réservoir de plasma ionosphérique. La partie interne, la « plasmasphère », est une région peuplée de façon à peu près permanente d'un plasma dense et froid qui est le prolongement du plasma ionosphérique dans la magnétosphère. (D'après P. M. Banks, A. F. Nagy et W. I. Axford, « Dynamical Behavior of Thermal Protons in the Midlatitude Ionosphere and Magnetosphere » ; *Planetary and Space Science*, 19, 1053, © 1971 Pergamon Journals Ltd.)

l'on appelle pour cette raison la plasmasphère. À l'extérieur de sa frontière, appelée plasmapause, les tubes de force s'ouvrent au contraire périodiquement sur l'espace interplanétaire au cours de leur transport au-dessus des pôles. Ils y perdent en grande partie leur plasma ionosphérique, composé pour l'essentiel d'ions H^+ dans l'ionosphère terrestre, qui fuit dans l'espace interplanétaire en échappant à l'attraction planétaire par un effet de tuyère identique à celui qui est à l'origine du vent solaire. Voilà pourquoi cet échappement à vitesse supersonique, qui a été effectivement observé au-dessus des calottes polaires terrestres, a été baptisé vent polaire.

Cet échappement périodique maintient les concentrations de plasma froid à l'extérieur de la plasmasphère, donc dans la région de la magnétosphère qui est fortement couplée au milieu interplanétaire, à des valeurs inférieures d'au moins un ordre de grandeur à celles de la plasmasphère.

En revanche, à chaque ouverture sur l'espace interplanétaire, les tubes de force extérieurs à la plasmapause s'emplissent de plasma du vent solaire diffusant le long des lignes de force magnétiques à travers la magnétopause. Ce plasma est transporté par la convection magnétosphérique vers le plan équatorial de la queue magnétique, où il s'accumule dans un réservoir de plasma entourant ce plan équatorial connu sous le nom de feuillet de plasma. Après fermeture des tubes de force à travers la ligne neutre nocturne, ce plasma est entraîné vers la Terre (fig. 5-40a). La compression adiabatique qu'il subit au cours de ce transport, conséquence de la diminution rapide du volume des tubes de force dans le mouvement, le porte à des températures dépassant le keV. Ce sont les électrons de ce plasma chaud qui, précipités par divers mécanismes dans la haute atmosphère planétaire, donnent naissance aux aurores boréales et australes (fig. 5-43), tandis que les ions alimentent les régions externes des ceintures de radiation (après recirculation et ré-accélération, ces derniers peuvent atteindre des énergies > 100 keV, voire 1 MeV).

La taille de la plasmasphère varie considérablement d'une magnétosphère à l'autre. Elle se calcule assez simplement, sur la base des schémas de la figure 5-41, en déterminant la position du point de stagnation, point où les champs électriques de convection et de corotation sont égaux et opposés. Dans le cas de la magnétosphère terrestre, la relative lenteur de la rotation planétaire permet à une large fraction de la cavité magnétique d'être couplée au vent solaire, puisque le calcul comme l'observation situent la plasmapause à une distance géocentrique variant de façon typique entre quatre et sept rayons planétaires. On peut parler d'une magnétosphère dominée par la convection.

Dans le cas de Jupiter, au contraire, le même calcul situe la plasmapause au niveau ou au-delà de la magnétopause. Cela signifie que c'est la cavité magnétosphérique entière qui est entraînée dans la rotation rapide (une révolution en dix heures) de la planète. L'influence du milieu interplanétaire, qui affecte pourtant certains phénomènes magnétosphériques (comme les émissions radio aurorales), se limite probablement au voisinage immédiat de la magnétopause et à la queue magnétique. Les régions à topologie magnétique fermée de la magnétosphère



FIG. 5-43 – Les aurore boréales, qui illuminent le ciel nocturne des régions polaires de la Terre, sont la manifestation la plus spectaculaire de l'influence exercée par le milieu interplanétaire sur la haute atmosphère. La sonde *Voyager 2* a observé des aurores sur Jupiter et sur Uranus. (Avec l'aimable autorisation de l'Institut de Géophysique de l'Université d'Alaska.)

jovienne sont donc dominées par les sources de plasma internes (ionosphère planétaire et satellites).

Au contraire, dans le cas de Mercure, la rotation très lente de la planète (période sidérale de 88 jours) fait que la zone dominée par la corotation a un rayon inférieur à celui de la planète, et est donc en pratique inexistante, malgré l'existence probable de lignes de force magnétiques fermées (de classe 1) près de l'équateur magnétique et de la surface planétaire. La dynamique de la mini-magnétosphère de Mercure doit donc être entièrement contrôlée par la convection.

Le cas d'Uranus est probablement unique dans le système solaire. Au moment de son survol par *Voyager 2* en 1986, l'axe de rotation de cette planète pointait presque exactement dans la direction du Soleil. Mais l'axe de son dipôle magnétique fait un angle de – 59° avec son axe de rotation. Avec une telle configuration, la convection et la corotation ne se combinent pas selon le schéma de la figure 5.41 car les flux de matière correspondants sont quasi orthogonaux. On pense que, dans cette situation, le flux de convection est stationnaire dans le référentiel en corotation plutôt que dans le référentiel inertiel, de sorte que le plasma circule sur des trajectoires hélicoïdales dans ce dernier (spiralant grosso modo en direction du Soleil près de l'équateur magnétique, et dans la direction opposée près des pôles). Dans la configuration de 1986, il semble que le flux associé à la convection pénètre librement jusqu'à la magnétosphère interne sans s'opposer nulle part à la corotation. À cette époque, la magnétosphère d'Uranus ressemblait donc en première approximation à celle de la Terre, mais en précession autour de l'axe

planète-Soleil à raison d'un tour en 17,24 heures (voir tableau 1-3), et probablement soumise à une plus grande influence de la convection. En revanche, au début du III^{e} millénaire, Uranus ayant parcouru presque un quart d'orbite depuis 1986, son axe de rotation est redevenu quasi perpendiculaire à la direction du Soleil, et de ce fait la configuration de sa magnétosphère redevient plus comparable à celle de la Terre (bien que toujours en précession).

Enfin, le cas de Neptune, explorée par *Voyager 2* en 1989, présente une autre particularité. Son champ magnétique incliné de – 47° est associé à un axe de rotation à 29° de la normale à l'écliptique. Il en résulte qu'à chaque rotation (16,11 heures), l'axe magnétique passe d'une configuration quasi perpendiculaire à l'écliptique, et donc au vent solaire (similaire à celle de la Terre, Jupiter ou Saturne), à une configuration unique dans le système solaire où il pointe en direction du Soleil (fig. 5-44). Cette structure magnétosphérique rapidement changeante résulte en une dynamique très complexe du plasma. Les observations de *Voyager* ont révélé une absence de plasmasphère dense ainsi que des régions aurorales localisées à moyennes latitudes et de forme irrégulière, très différentes des ovales auroraux habituels.

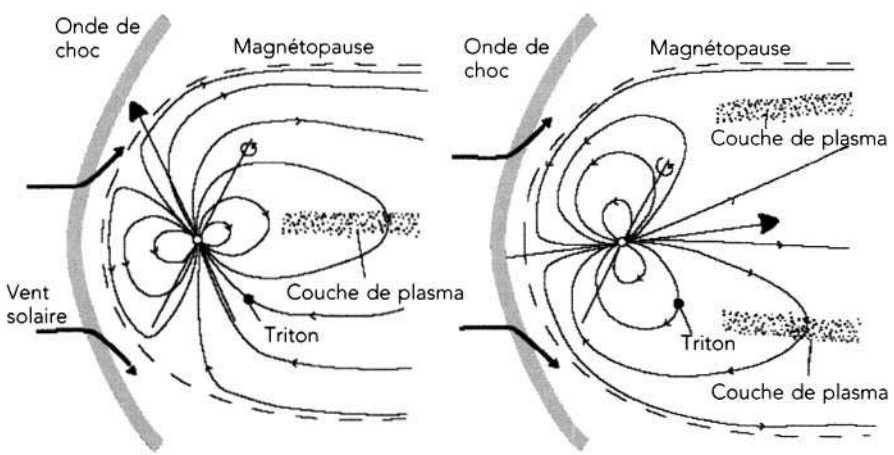


FIG. 5-44 – Deux configurations de la magnétosphère de Neptune, séparées d'une demi-rotation planétaire (≈ 8 h). La configuration de gauche est similaire à la magnétosphère terrestre, tandis que celle de droite est unique dans le système solaire, avec le pôle sud magnétique dirigé ver le Soleil. (D'après F. Bagenal, in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, P. Murdin Éd., IOP Publishing, 2001.)

5.3.4 Les émissions radio « aurorales » des magnétosphères planétaires

On sait depuis 1955 que Jupiter est une source radio intense aux longueurs d'ondes décamétriques (fréquences de $\approx$ 10 à 40 MHz). Mais c'est seulement depuis l'ère spatiale – avec le satellite russe *Électron* en 1964 – que l'on sait que la Terre est également une radiosource, sur longueurs d'ondes kilométriques (fréquences $<$ 1 MHz). La mission Voyager a ensuite révélé que tous les systèmes ionosphère-magnétosphère planétaires possèdent la propriété commune de produire des émissions radio basses fréquences intenses, non-thermiques. Ces émissions dites « aurorales » semblent être une conséquence directe des phénomènes de précipitations d'électrons dans les régions de couplage électrodynamique fort entre l'ionosphère et la magnétosphère. Il s'agit dans le cas de la Terre (mais aussi de Jupiter et Saturne) des zones aurorales nord et sud, de hautes latitudes, traversées par des lignes de champ magnétique à la frontière des lignes fermées et ouvertes. Le long de ces lignes de champ circulent des courants très intenses connectant le vent solaire, la magnétosphère et le conducteur ionosphérique. Le « générateur externe » est l'interface vent solaire-magnétopause, ou encore dans certains cas la force électromotrice induite par le mouvement d'un satellite conducteur (ou possédant une enveloppe conductrice, comme Io et Ganymède) à travers les lignes du champ magnétique planétaire.

Observations

L'intensité des émission radio aurorales est très supérieure à celle des autres émissions radio produites dans les environnements planétaires : rayonnement synchrotron des ceintures de particules énergétiques piégées (de van Allen) ; émissions excitées aux frontières des réservoirs de plasma magnétosphérique (magnétopause, plasmapause, tore de plasma de Io) ; rayonnement thermique de l'atmosphère ou émission radio des éclairs d'orages (fig. 5-45). Leur intensité et leur ubiquité leur confèrent une importance particulière dans la physique magnétosphérique.

Ces émissions sont des ondes électromagnétiques dont la propagation est interdite pour des fréquences inférieures à la fréquence de plasma f_{pe} ambiante (proportionnelle à la racine carrée de la densité électronique). À une distance héliocentrique donnée, les fréquences inférieures à la fréquence de plasma du vent solaire (et même à $2f_{pe}$, car la magnétogaine est environ 4 fois plus dense que le vent solaire environnant) restent piégées dans la cavité magnétosphérique et ne peuvent donc pas être détectées à distance. Cette limite (f_{pe}) n'est que de quelques kHz pour les planètes extérieures, $f >$ 20-30 kHz pour la Terre, et $f >$ 70-100 kHz pour Mercure.

Du point de vue énergétique, les émissions radio aurorales représentent une fraction négligeable ($\approx 5 \times 10^{-6}$) de la puissance incidente du vent solaire inter-

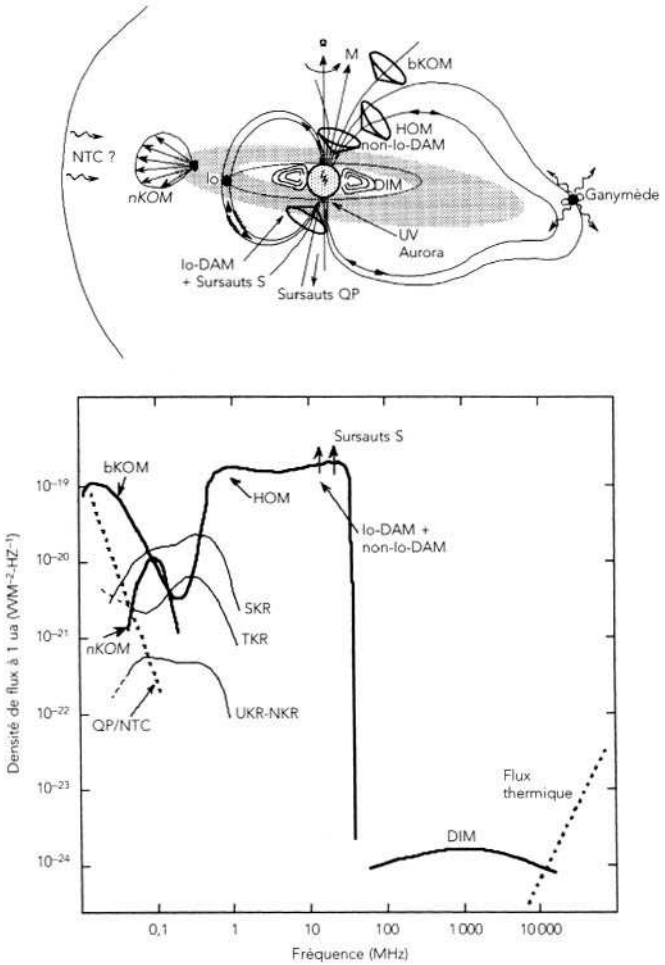


FIG. 5-45 – a) Schéma des radiosources dans l'environnement de Jupiter. Les cônes représentent les diagrammes de rayonnement des sources aurorales nord et sud : les composantes bKOM, HOM et DAM sont produites à la gyrofréquence électronique locale ($f \approx f_{ce}$) le long de lignes de champ magnétiques d'apex situé à 7-15 R_j de la surface ; le continuum non-thermique (NTC) pourrait provenir de gradients de densité près de la magnétopause (pas à l'échelle) ou être lié aux sursauts quasi-périodiques (QP) supposés provenir des régions aurorales ; le nKOM est émis dans des faisceaux larges à partir d'inhomogénéités du tore. b) Spectre moyen des composantes radio correspondantes (en traits gras). Les émissions produites à hautes latitudes incluent bKOM, HOM et DAM. Une partie du DAM induit par Io est constitué de sursauts impulsifs (S). « DIM » représente le spectre du rayonnement synchrotron décimétrique produits par les ceintures de radiations énergétiques joviennes. Les spectres des émissions aurorales des autres planètes magnétisées sont représentées en traits fins (TKR, SKR, UKR et NKR respectivement pour Terrestrial, Saturn, Uranus et Neptune Kilometric Radiation). (D'après Zarka, *in* « Radio Astronomy at Long Wavelengths », *Geophysical Monograph*, 119, AGU, p. 167, 2000.)

ceptée par l'obstacle magnétosphérique. Mais elles sont, avec les émissions « optiques » (IR, visible, UV), un outil essentiel d'étude à distance des hautes latitudes magnétosphériques, en dépit de la résolution angulaire très limitée qui affecte nécessairement les observations à très basses fréquences. λ/D, où λ est la longueur d'onde radio et D la dimension caractéristique de l'instrument d'observation, radiotélescope au sol ou antenne spatiale, vaut de quelques degrés à quelques dizaines de degrés dans la gamme spectrale concernée. À cette limitation s'ajoutent la variabilité et la complexité morphologique de ces émissions dans le plan temps-fréquence, composées de structures à plusieurs échelles (fig. 5-46), qui rendent très difficile la détermination des observables fondamentaux des émissions (position et structure de la source, directivité, mode d'émission). Ces dernières constituent les contraintes permettant d'identifier le mécanisme de génération le plus probable.

L'étude comparative des observations obtenues sur plusieurs décennies par les sondes spatiales *Voyager* (1977-89), *Ulysse* (1992), *Wind* ($\geq$ 1994), *Galileo* ($\geq$ 1995) et *Cassini* ($\geq$ 2000), des mesures *in situ* du satellite *Viking* (1986) qui a traversé les radiosources aurorales terrestres, ainsi que des observations des émissions de Jupiter à l'aide de radiotélescopes au sol (depuis les années 1960), a cependant permis d'accéder à une bonne compréhension des mécanismes en jeu.

On sait maintenant que les émissions radio aurorales sont produites à la fréquence cyclotron électronique locale ($f_{ce} = eB/2\pi m_e$, avec e et m_e la charge et la masse de l'électron et B l'intensité du champ magnétique local, soit $f_{ce} = 2{,}8 \times B$, avec f_{ce} en MHz et B en Gauss – 1 G = 10^{-4}T), le long des lignes de champ magnétiques où se produisent des précipitations d'électrons dont l'énergie vaut quelques keV. Les plus hautes fréquences émises correspondent donc à l'intensité maximale B_{max} atteinte par le champ magnétique dans l'environnement de la planète. Dans le cas d'un champ dipolaire (équation 5.55), $B_{max} = 2 \cdot B_e$, mais des termes multipolaires peuvent conduire à des intensités localement plus élevées. Les fréquences maximales des émissions radio aurorales de la Terre, Saturne, Uranus et Neptune, indiquées au tableau 5.1, ne dépassent guère 0,8 à 1,3 MHz, en accord avec les intensités magnétiques données au tableau 1.7. Jupiter est une exception notable, avec un champ dipolaire 20 fois supérieur à celui des autres planètes, et une intensité magnétique de surface atteignant 14 gauss dans une tache (« anomalie ») magnétique située à haute latitude dans l'hémisphère nord. De ce fait, l'émission radio aurorale jovienne atteint 40 MHz et est la seule détectable par des radiotélescopes au sol, car l'ionosphère terrestre réfléchit les ondes radio de fréquence inférieure à sa fréquence plasma maximale, $\approx$ 10 MHz de jour et $\approx$ 5 MHz de nuit (voir fig. 5-23). Quant à Mercure, son faible champ magnétique ($B_{max} < 0{,}01$ G) correspond à une fréquence cyclotron électronique maximale $f_{ce} < 30$ kHz. Si des émissions radio aurorales sont produites par Mercure, elles sont donc piégées dans la magnétosphère par le vent solaire environnant et seulement détectables in situ par une sonde spatiale.

La nomenclature des émissions radio planétaires renvoie à leur gamme spectrale, correspondant aux longueurs d'ondes kilométriques, sauf dans le cas de

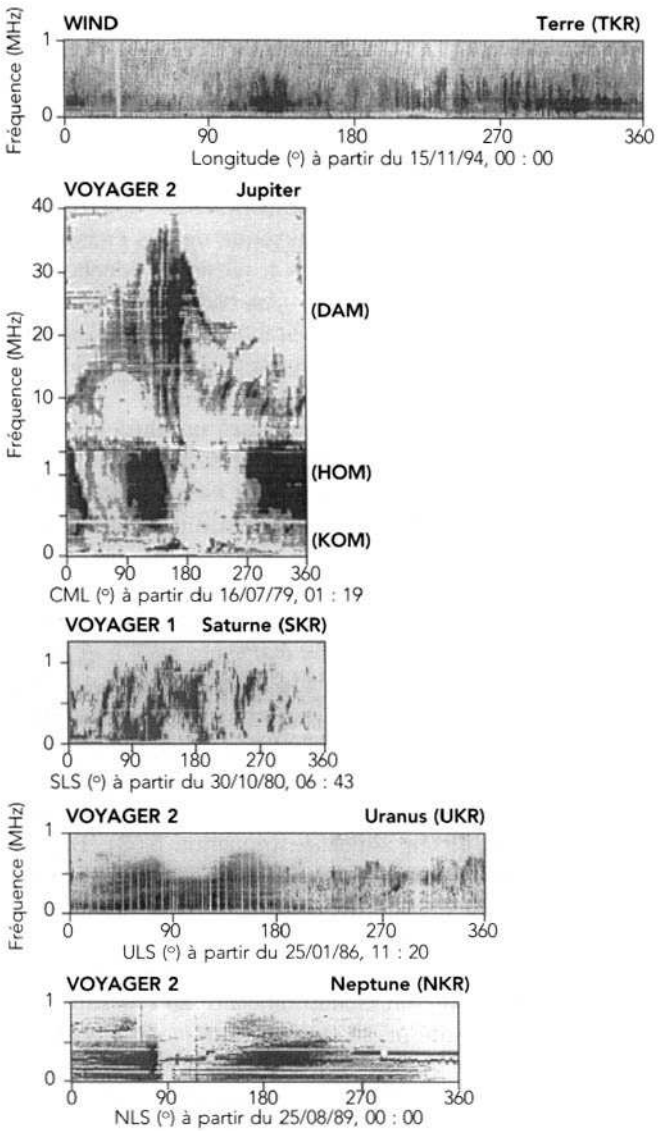


FIG. 5-46 – Spectre dynamique et nomenclature des 5 émissions radio aurorales. Une rotation est représentée pour chaque planète, avec les mêmes échelles de temps et de fréquences (sauf pour celles $\geq$ 1,3 MHz dans le cas de Jupiter). Les abscisses sont des longitudes dans le système défini pour chaque planète. Les émissions apparaissent en sombre sur fond clair. Les données ont été enregistrées près des planètes correspondantes (quelques rayons à quelques dizaines de rayons planétaires). La discontinuité observée vers 85° pour Neptune correspond à une occultation de la source radio par la planète. (D'après Zarka, *J. Geophys. Res.*, 103, 20159-20194, 1998.)

Tableau 5-1
Caractéristiques principales des émissions radio aurorales

Émission	Terre	Jupiter				Saturne	Uranus	Neptune
	TKR (ou AKR)	KOM	HOM	DAM		SKR	UKR	NKR
				Auroral	Io			
Spectre (kHz)								
– fréquence minimale :	~ 30	~ 10	~ 200	?	~ 1 000	≤ 20	< 100	≤ 20
– fréquence du pic :	250		1 000	~ 10 000	~ 10 000	250	400	350
– fréquence maximale :	800	~ 200	?	40 000	40 000	1 200	~ 800	600–1 300
Polarisation et mode d'émission	~ 100 % circulaire X (+ faible O)	100 % circulaire		100 % elliptique		100 % circulaire X	> 90° circulaire X	100 % circulaire X
		X (+ faible O ?)						
Source probable (N et S)								
– latitude magnétique :	60° à 78°	> 72°	68°–71°	> 66°	66°	60°–85°	> 70°	> 65°
– altitude :	1.3 à 4 R_T	≥ 5 R_J	≤ 4 R_J	1–? R_J	1–3 R_J	1.1–6 R_S	1.2–4 ? R_U	1.2–2 ? R_N
– temps local :	soir principalement 0°–360°		22 h–6 h		sillage de Io	9 : 00–12 : 00 (+ extension ~ 19 : 00)	nuit	matin ?
– longitude :			40°–130°		120°–300°	100°–130°	~ 220° ?	~ 80° et ~ 260°
Modulations								
– rotation planétaire :	faible	forte				oui	oui	oui
– vent solaire :	forte (sous-orages)	oui	oui	oui	non	forte	oui ?	oui ?
Directivité								
– instantanée :	lobe étroit	feuillet conique mince, 1/2 angle au sommet 30°–90°		feuillet conique, épaisseur ≤ 2°, 1/2 angle au sommet 55°–85°		lobe étroit	feuillet conique, 1/2 angle au sommet > 50°	feuillet conique, 1/2 angle au sommet 60°–80°
– moyenne :	~ 0.9 – 1.5 × π sr					~ 2π sr	épaisseur > 30°	épaisseur > 10°
Densité de flux moyenne à 1 ua ($W\,m^{-2}\,Hz^{-1}$)*	5×10^{-21}	$\sim 10^{-19}$				2×10^{-20}	4×10^{-22}	2×10^{-22}
Puissance moyenne dans un lobe de 2π sr (W)	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}		10^9	3×10^7	10^7

* La densité de flux instantanée peut varier de plus d'un ordre de grandeur de part et d'autre de la moyenne.

Jupiter où les émissions couvrent les domaines kilométrique à décamétrique. Les émissions radio aurorales sont ainsi qualifiées de « XKR » où X est l'initiale de la planète correspondante (« T », « S », « U » ou « N ») et « KR » signifie « Kilometric Radiation ». Le TKR (terrestre) est aussi nommé « AKR » par les géophysiciens pour lesquels il représente l'archétype de l'émission radio kilométrique aurorale. Dans le cas de Jupiter, les composantes radio aurorales sont simplement nommées « KOM », « HOM » et « DAM ». Le DAM recouvre deux composantes distinctes, l'une véritablement aurorale excitée par l'interaction vent solaire-magnétopause, et l'autre induite par l'interaction entre Io et le champ magnétique jovien.

En l'absence de résolution angulaire, la détermination précise de la position des radiosources est nécessairement liée à celle de leur directivité (distribution angulaire du rayonnement émis). Les mesures les plus précises concernent les radiosources terrestres, directement explorées par le satellite *Viking*. Les sources aurorales y sont localisées principalement dans le secteur « soir » en temps local (connecté à la queue magnétosphérique), vers 70° de latitude nord et sud, entre 0,5 et 2 rayons terrestres d'altitude. Ce sont des régions où la présence de champs électriques alignés au champ magnétique crée une différence de potentiel de plusieurs kilovolts dans la gamme d'altitudes susmentionnée, évacuant le plasma froid et générant des précipitations électroniques d'énergie égale à quelques keV. Ces « cavités » aurorales présentent une structure en filaments étirés le long du champ magnétique mais de dimensions transversales très réduites (quelques kilomètres). Des « points chauds » d'émission UV sont observés au pied des lignes de champ magnétique passant par les sources radio. Près de Jupiter, la sonde *Ulysse* a mis en œuvre un mode d'observation tirant parti de la rotation du satellite pour déterminer la direction d'arrivée (vecteur d'onde $\vec{k}$) et la polarisation complète des ondes radio reçues. Elle a fourni la première confirmation directe, pour une planète autre que la Terre, du fait que le rayonnement est produit à $f \approx f_{ce}$ locale (fig. 5-47). Là encore, les radiosources instantanées semblent avoir de petites dimensions, et fluctuer rapidement au cours du temps, traduisant peut-être les fluctuations des précipitations électroniques. Diverses méthodes indirectes ont abouti à des résultats similaires pour Saturne, Uranus et Neptune. Toutes les radiosources aurorales sont localisées à haute latitude magnétique nord et sud. Très directives, leurs émissions sont généralement focalisées dans un feuillet conique mince (quelques degrés d'épaisseur), largement ouvert (demi-angle au sommet de 30° à 90°), de révolution autour de la direction du champ magnétique dans la source. Les fluctuations temporelles des sources étalent le diagramme d'émission moyen.

Toutes les sources aurorales apparaissent raréfiées et fortement magnétisées, ce qui se traduit par un rapport $f_{pe}/f_{ce} \ll 1$. Elles sont le siège de précipitations électroniques de quelques keV, corrélées avec la position des aurores optiques. La dimension transverse des sources, très inférieure au rayon planétaire, associée aux fortes intensités émises, implique une température de brillance $> 10^{15}$ K. Dans le cas de Jupiter, la densité de flux caractéristique du DAM observé depuis la Terre, $S \approx 10^{-19}$ $Wm^{-2}Hz^{-1}$, associée à une limite supérieure de 400 km sur la dimen-

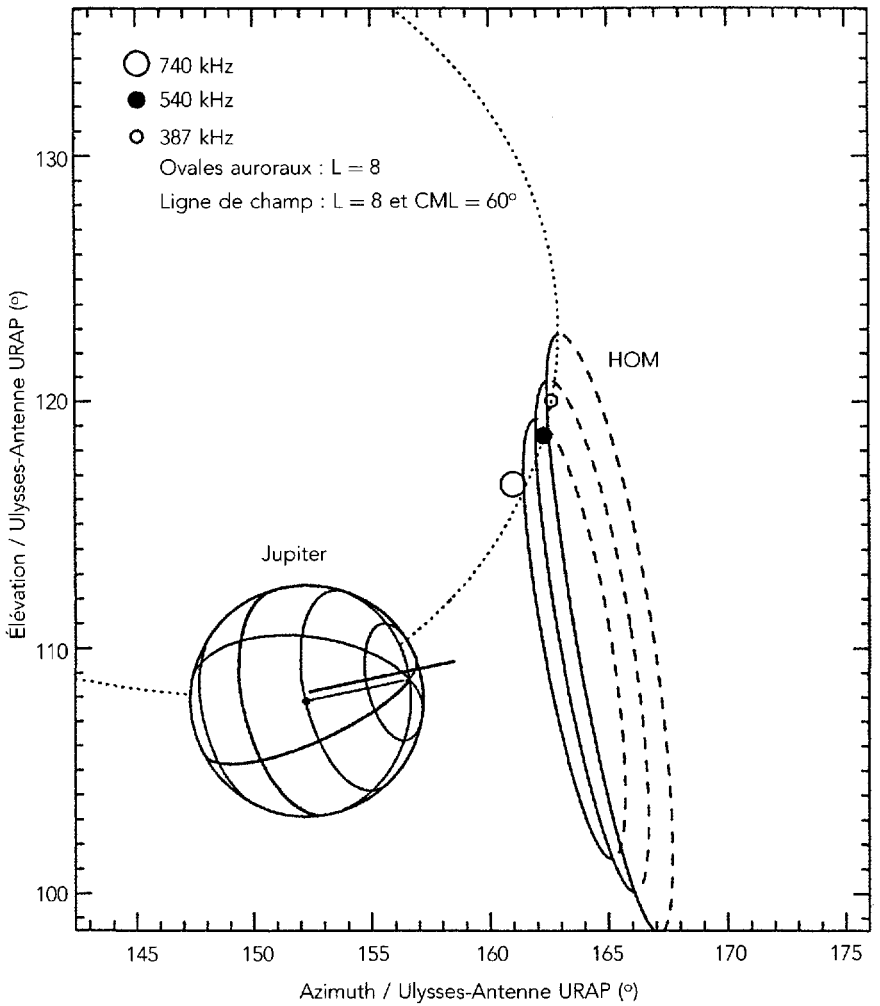


FIG. 5-47 – Positions moyennes des sources du rayonnement hectométriques de Jupiter (HOM) à 3 fréquences, déterminées par les mesures de la sonde *Ulysse*. Les observations tirent parti de la rotation de la sonde pour déterminer la direction d'arrivée des ondes avec une précisions de l'ordre de 1° et sont tracées dans le repère lié à la sonde. Jupiter est représenté avec son axe de rotation (trait mince) et son axe magnétique (trait gras)pointant vers le nord. La ligne de champ dipolaire d'apex 8 R_j et de longitude 60° passe par les trois sources, dont la distance à Jupiter correspond bien à celle des trois ovales auroraux nord correspondants (isocontours correspondant aux trois fréquences mesurées : 740, 540 et 387 kHz, par ordre de distance croissante à la planète – les parties en tirets ne sont pas visibles d'*Ulysse*). Cette coïncidence prouve que l'émission est produite à la fréquence cyclotron électronique locale (f_{ce}). La polarisation observée correspond au mode extraordinaire émis par l'hémisphère Nord magnétique. (D'après Ladreiter *et al.*, *Planet. Space Sci.*, 42, 919, 1994.)

sion de la radiosource instantanée à une fréquence donnée (obtenue par interférométrie intercontinentale – VLBI), implique une température de brillance :

$$T_B > S\,\lambda^2/(2\,k\,\omega_s) \qquad (5.60)$$

avec $\lambda \approx 10\,m$ et ω_S l'angle solide sous-tendu par la source : $\omega_S < \pi D^2/4d^2$ ($D = 400$ km, $d \approx 4$ ua). On obtient ainsi $T_B > 10^{18}$ K. On estime que la puissance radio émise correspond à environ 1 % de la puissance précipitée sous forme d'électrons énergétiques dans les sources.

La polarisation des émissions, généralement 100 % circulaire (elliptique pour le DAM), correspond à celle du mode extraordinaire (X) près de sa fréquence de coupure (f_X). C'est une polarisation circulaire droite par rapport à la direction de $\vec{B}$ dans la source. Comme dans un plasma raréfié, $f_X \approx f_{ce}\,(1 + f_{pe}^2/f_{ce}^2) \approx f_{ce}$, on en conclut que les émissions sont produites sur le mode X à $f \approx f_X$. Le sens de polarisation observé est défini par rapport au vecteur d'onde $\vec{k}$. Il est donc circulaire droit quand l'angle $(\vec{k} \cdot \vec{B})$ est aigu (ce qui correspond généralement aux zones aurorales de l'hémisphère nord magnétique), et gauche quand $(\vec{k} \cdot \vec{B})$ est obtus (hémisphère sud magnétique).

L'activité radio aurorale présente des variations périodiques ou quasi périodiques à plusieurs échelles de temps superposées, allant de quelques secondes à un mois. La modulation principale correspond à la rotation planétaire et est probablement liée à l'inclinaison du champ magnétique relativement à l'axe de rotation (tableau 1-7). Elle s'exerce différemment dans le cas de Jupiter, Uranus et Neptune, où les radiosources aurorales tournent avec la rotation planétaire comme le faisceau d'un phare, et dans le cas de la Terre et Saturne, où les sources sont fixes en temps local (vers 22:00 - 23:00 pour la Terre, et 9:00 - 12:00 pour Saturne). Pour ces dernières, l'intensité émise est modulée par la rotation sous-jacente du champ magnétique via un mécanisme non encore élucidé. Comme les émissions radio aurorales sont étroitement liées au champ magnétique, qui tire son origine de l'intérieur planétaire, leur modulation rotationnelle est le seul moyen d'accès à la période de rotation des planètes géantes, indépendamment des mouvements de l'atmosphère. La mesure des périodes de rotation apparentes des bandes nuageuses permet, par différence, d'en déduire le profil latitudinal de la direction et de la vitesse des vents.

Toutes les émissions radio aurorales sont aussi modulées, à des degrés divers, par les fluctuations de densité, vitesse et pression du vent solaire ainsi que par le champ magnétique interplanétaire. Les inversions de la composante de ce champ perpendiculaire à l'écliptique (B_z) sont la cause principale des reconfigurations de la magnétosphère terrestre (sous-orages), accompagnées de précipitations électroniques et d'émissions aurorales. La pression du vent solaire, quant à elle, exerce un fort « contrôle » sur l'intensité du SKR : Voyager a découvert que la queue magnétosphérique jovienne s'étend sur plus de 5 ua et atteint donc l'orbite de Saturne ; à chaque fois que Saturne s'y trouve temporairement englouti, sa magnétosphère n'est plus soumise à la pression du vent solaire, et son émission radio aurorale « s'éteint ». Notons que le flux d'énergie

du vent solaire intercepté par une magnétosphère est corrélé à la puissance radio aurorale moyenne qu'elle émet. L'extrapolation de cette loi aux cas des « Jupiters chauds » (exoplanètes géantes très proches de leur étoile) suggère qu'ils possèdent une émission radio aurorale très intense, peut-être détectable depuis la Terre (voir section 14.4.2).

Enfin, la structure fine temps-fréquence du rayonnement radio auroral comprend des composantes lentement variables (échelle de la minute à l'heure) et des sursauts brefs (échelle inférieure ou égale à la seconde), en alternance ou superposés. L'origine possible de cette morphologie complexe est discutée plus bas.

Le tableau 5-1 résume les caractéristiques observées pour les émissions radio aurorales. Voici leurs propriétés communes, qui constituent les contraintes principales auxquelles doit satisfaire leur mécanisme d'émission :

1) radiosources distribuées le long de lignes de champ magnétique à haute latitude nord et sud, siège de précipitations électroniques de quelques keV (produisant également des aurores optiques) ;
2) le rapport f_{pe}/f_{ce} est partout très inférieur à 1 dans les sources (au maximum, $f_{pe}/f_{ce} < 0{,}4$, voire $\leq 0{,}14$ dans le cas de l'AKR) ;
3) intensité radio émise très élevée et source instantanée de dimension réduite (< 100 km perpendiculairement au champ magnétique), correspondant à une température de brillance $> 10^{15}$ K et impliquant une efficacité de l'ordre de 1 % pour la conversion de l'énergie des électrons en rayonnement radio ;
4) polarisation 100 % circulaire (ou elliptique) et émission dominante sur le mode X, au voisinage de sa fréquence de coupure f_X, elle-même proche de la fréquence cyclotron f_{ce} en plasma magnétisé et raréfié ;
5) distribution fortement anisotrope du rayonnement émis, maximale à grand angle (30° à 90°) du champ magnétique dans la source.

Théorie

L'ensemble des contraintes que l'on vient d'énoncer a permis de cerner efficacement le mécanisme à l'origine de ces émissions. La contrainte (3) en particulier impose un mécanisme non thermique et cohérent (c'est-à-dire impliquant une émission collective des électrons). Elle permet d'éliminer tous les mécanismes indirects, où la production ou l'amplification d'ondes radio (électromagnétiques) se fait *via* la production préalable puis la conversion d'un autre type d'ondes (électrostatiques ou sur le mode extraordinaire lent Z – voir figure 5-48). Ces mécanismes sont en effet trop peu efficaces, ou requièrent un niveau d'ondes électrostatiques ou Z très élevé (et jamais observé). Parmi les mécanismes produisant directement des ondes électromagnétiques sur le mode X à partir d'une distribution d'électrons de quelques keV (contraintes 1 et 4), un large consensus s'est dégagé autour de l'instabilité maser cyclotron qui peut atteindre une efficacité très élevée sans nécessiter un ajustement très fin des conditions du plasma

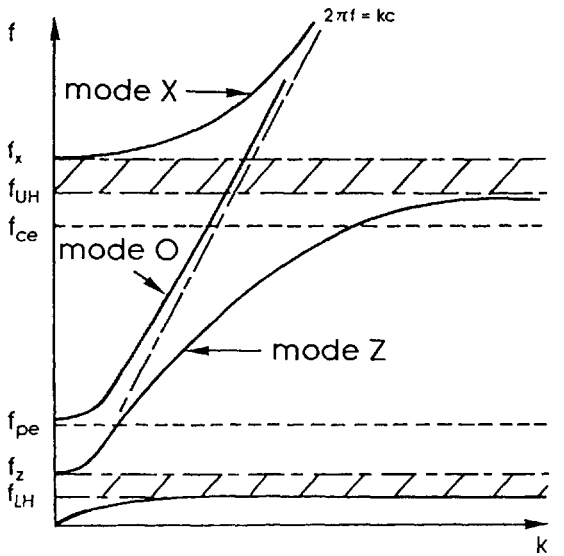


FIG. 5-48 – Courbes de dispersion (fréquence f en fonction du vecteur d'onde k) des modes électromagnétiques dans un plasma froid homogène et raréfié ($f_{pe} \ll f_{ce}$), en propagation quasi-perpendiculaire au champ magnétique. Les modes O et X sont polarisés circulairement respectivement à gauche et à droite près de leur coupure basse fréquence. Les domaines hachurés sont ceux des ondes électrostatiques. Les modes O et X se connectent au mode du vide à haute fréquence. Le mode Z est la contrepartie « lente » (infraluminique) du mode X. (D'après Genova, *Ann. Phys. Fr.*, 12, 57, 1987.).

dans la source, et rend ainsi compte de l'universalité des émissions radio aurorales dans toutes les magnétosphères planétaires.

Cette instabilité résulte de l'interaction gyrorésonante entre des électrons énergétiques et le mode X polarisé circulairement à droite au voisinage de sa fréquence de coupure. La résonance se produit quand un électron en giration autour du champ magnétique « voit » dans son référentiel, au cours de sa dérive le long de la ligne de champ, le champ électrique de l'onde tourner exactement à la même fréquence que lui. Dans cette situation, un échange d'énergie se produit entre l'électron et l'onde, menant à une modification de l'énergie de l'onde (atténuation ou amplification) et à une diffusion de l'électron dans l'espace des vitesses ($v_\parallel$, $v_\perp$) (où les directions $\parallel$ et $\perp$ se rapportent à la direction du champ magnétique ambiant). La condition de résonance s'écrit simplement :

$$\omega - k_\parallel v_\parallel = \omega_{ce}/\Gamma \qquad (5.61)$$

Le membre de gauche, où ω et $k_\parallel$ sont respectivement la fréquence circulaire ($2\pi f$) et le vecteur d'onde parallèle ($2\pi/\lambda_\parallel$) de l'onde, représente la fréquence

apparente de l'onde (décalée par effet Doppler) dans le référentiel de l'électron glissant à la vitesse $v_\parallel$ le long du champ magnétique. Le membre de droite est la fréquence cyclotron de l'électron tenant compte de la correction relativiste par le facteur de Lorentz $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = (1 - (v_\parallel^2 + v_\perp^2)/c^2)^{-1/2}$.

Le fait qu'une onde (ω, k) soit amplifiée ou atténuée au cours de son interaction avec une population d'électrons énergétiques résonants va dépendre de la distribution des vitesses $f(v_\parallel, v_\perp)$ de cette population, qui doit contenir de l'énergie libre pour que l'onde puisse croître. La théorie de l'instabilité maser cyclotron montre que le taux de croissance de l'onde (partie imaginaire de la fréquence ω) s'écrit :

$$\gamma = \mathrm{Im}(\omega) \quad \propto \quad \iint v_\perp^2 \partial f/\partial v_\perp \, \delta(\omega - k_\parallel v_\parallel - \omega_{ce}/\Gamma) \, d\, v_\parallel \, dv_\perp \qquad (5.62)$$

Pour qu'il y ait amplification de l'onde, cette intégrale doit être positive, ce qui implique $\partial f/\partial v_\perp > 0$ dans le domaine où la condition de résonance (5.61) est vérifiée. La source d'énergie libre de l'instabilité est donc une inversion de population en vitesse perpendiculaire. C'est l'analogue de l'inversion de populations des niveaux atomiques discrets qui rend possible l'effet Laser, mais dans ce cas pour une distribution continue des vitesses d'électrons libres. Même si les électrons sont faiblement relativistes (une énergie de 5 keV correspond à un rapport v/c = 14 %, soit $\Gamma = 1.01$), le facteur de Lorentz joue un rôle important dans le mécanisme car il transforme la condition de résonance (5.61) en un cercle dans l'espace des vitesses, le long duquel l'intégrale (5.62) peut être positive.

D'où proviennent les ondes sur le mode X amplifiées par ce mécanisme ? Elles sont probablement d'abord excitées de manière incohérente par chacun des électrons énergétiques qui précipitent dans les zones aurorales, avant d'être amplifiées de manière cohérente par ces mêmes électrons considérés collectivement.

Notons que le rapport f_{pe}^2/f_{ce}^2 dans la source doit nécessairement être très petit pour que le décalage Doppler $k_\parallel v_\parallel$ (équation 5.61) suffise à couvrir l'intervalle interdit à la propagation entre ω_{ce} et ω_X (voir fig. 5-48), de sorte que le mouvement de giration des électrons énergétiques à ω_{ce}/Γ puisse exciter directement le mode X près de sa coupure ω_X. Il a été démontré que dans un champ dipolaire, la résonance est impossible pour $f_{pe}/f_{ce} \geq 0{,}4$, et que pour un rapport f_{pe}/f_{ce} assez petit (typiquement $< 0{,}1$), les ondes radio amplifiées sont celles qui se propagent à grand angle du champ magnétique dans la source. Ces résultats sont en accord avec les contraintes 2 et 5 vues précédemment. Les ondes sur le mode ordinaire (O), dont le champ électrique tourne en sens inverse de la giration des électrons, ne peuvent donc pas être en résonance avec ces derniers, ce qui implique une amplification de ce mode 100 à 1 000 fois plus faible que celle du mode X, même en présence d'une population électronique instable, conformément aux observations. Quand la croissance du champ électrique de l'onde est très importante, il rétroagit sur la population électronique en « piégeant » les électrons dans son mouvement de rotation, et leur « rend » ainsi de l'énergie. Il y a alors saturation du mécanisme. Celle-ci se produit généralement quand la population électronique a cédé de l'ordre de 1 % de son énergie aux ondes, en accord avec la contrainte 3.

Quelles sont les distributions électroniques possédant l'énergie libre requise par l'instabilité maser cyclotron sous forme de gradients $\partial f/\partial v_\perp > 0$? On a pensé initialement au « cône de perte » atmosphérique, le long de la direction $v_\parallel$ dans le sens des électrons montants, qui résulte de ce que les électrons qui devraient peupler cette région de l'espace des vitesses ont été précipités et perdus par collisions dans l'atmosphère au bout de leur trajectoire descendante. L'étude théorique de l'AKR a montré qu'un cône de perte à des énergies caractéristiques de 10 à 20 keV fournit une amplification suffisante pour rendre compte de l'intensité observée.

En 1986, le satellite suédois Viking a étudié en détail la structure des régions d'accélération aurorales et les sources de l'AKR. Il y a mesuré simultanément les caractéristiques du rayonnement radio, celles du plasma ambiant, et les fonctions de distribution des électrons énergétiques. Un exemple de ces dernières est représenté en 3-D sur la figure 5.49. Le niveau de la fonction de distribution $f(v_\parallel, v_\perp)$ y

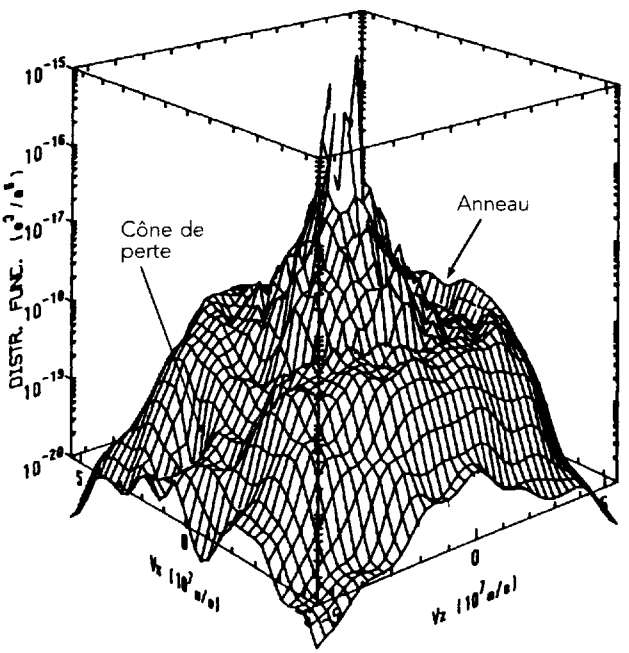


FIG. 5-49 – Représentation tridimensionnelle de la fonction de distribution électronique mesurée par le satellite suédois *Viking* à l'intérieur d'une région source de l'émission kilométrique aurorale (AKR). Les coordonnées dans le plan horizontal correspondent aux vitesses orthogonales au champ magnétique (Vx) et parallèles au champ (Vz). Deux caractéristiques spectaculaires de la région source de l'AKR sont visibles : (1) la présence d'un « cône de perte » vide qui apparaît comme une forte diminution autour de $Vx = 0$, pour les $Vz < 0$; (2) une distribution en « anneau » dans le reste du plan des vitesses. (D'après M. André et L. Madsen, Institute of Space Physics, University of Umea, Suède.)

est représenté en fonction de $v_{\parallel}$ et $v_{\perp}$. Cette distribution révèle deux caractéristiques spectaculaires, présentes dans chaque source d'AKR :

– le cône de perte évoqué plus haut,

– une structure en « anneau », correspondant à une quasi-absence de particules de moyenne énergie (creux entourant le pic central de faible énergie), suivie d'une augmentation abrupte de la fonction de distribution dans toutes les directions sauf celle du cône de perte au-dessus d'un seuil en énergie d'environ 2 keV. On peut montrer que ce type de structure résulte de l'accélération vers le bas d'une population d'électrons maxwellienne par une différence de potentiel de quelques kilovolts alignée au champ magnétique. L'évolution adiabatique des électrons accélérés, à l'origine de l'effet miroir, induit la conversion d'énergie parallèle en énergie perpendiculaire au cours de leur mouvement vers le bas (l'énergie totale et la quantité $v_{\perp}^2/|\overrightarrow{B}|$ sont conservées tandis que l'intensité magnétique augmente). On aboutit ainsi à la distribution en anneau observée, qui possède de forts gradients positifs en $\partial f/\partial v_{\perp}$.

Les mesures in situ dans les sources de l'AKR ont montré que le plasma thermique ambiant y est si raréfié ($f_{pe}/f_{ce} \leq 0{,}1$) que l'essentiel des électrons présents sont les électrons énergétiques de quelques keV. Dans ces conditions, la propagation du mode X est modifiée, et sa coupure peut devenir égale ou inférieure à la fréquence cyclotron électronique. La résonance avec l'onde devient alors possible sans effet Doppler, pour les électrons de $v_{\parallel} \approx 0$ (« piégés » le long du champ magnétique). La partie correspondante de la distribution en anneau semble constituer la source d'énergie libre la plus efficace pour la production de l'AKR. Elle peut amplifier les ondes sur le mode X de façon perpendiculaire au champ magnétique ($k_{\parallel} \approx 0$). Les cavités aurorales terrestres étant « laminaires » (feuillets raréfiés environnés d'un plasma plus dense), ces ondes peuvent y être partiellement piégées par réflexion sur les gradients de densité électronique en bords de cavités, ce qui les conduit à effectuer plusieurs passages à travers le milieu amplificateur, à l'image de ce qui se produit dans une cavité Laser. Le gain résultant peut être extrêmement élevé, et correspondre à une efficacité de production du rayonnement radio > 1 %.

Les questions qui se posent autour de l'application de l'instabilité maser cyclotron à la génération des émissions radio aurorales des planètes géantes incluent notamment :

– l'existence de cavités aurorales ; la force centrifuge élevée due à la rotation rapide des magnétosphères de Jupiter et Saturne implique une raréfaction des régions de haute latitude magnétique qui permet une production efficace de rayonnement radio même en l'absence de cavité aurorale ;

– l'effet de la forte inclinaison du champ magnétique d'Uranus et Neptune ; elle empêche l'accumulation du plasma près du plan équatorial de ces planètes, où de ce fait le rapport f_{pe}/f_{ce} reste faible. La sonde *Voyager 2* a découvert des composantes radio originaires de ces régions équatoriales, qui ont pu être attribuées à l'instabilité maser cyclotron ;

– l'origine des sursauts radio comparée à celle des émissions lentement variables ; ces deux composantes proviennent-elles des mêmes sources ? Résultent-elles du même mécanisme de génération ? L'interprétation dominante actuelle est que l'instabilité maser cyclotron, qui autorise une croissance très rapide des ondes (en $\approx$ 1-1000 gyropériodes, soit $< 10^{-3}$ s), est à l'origine des deux types d'émission. La structure fine en sursauts est attribuée à un effet de sélection de modes dans les cavités résonantes, ou à une injection sporadique des électrons énergétiques (dont l'origine n'est pas encore connue).

Accélération des électrons énergétiques

Les radiosources aurorales semblent donc être situées le long des mêmes lignes de champ magnétique que les ovales auroraux atmosphériques UV et visibles (fig. 5-39), et être excitées par les mêmes populations d'électrons de quelques keV précipitant vers la planète.

Dans le cas de la Terre, les ovales auroraux sont interprétés comme la projection sur l'ionosphère, via les lignes de force magnétiques, de la ligne neutre du modèle de Dungey, à la frontière entre lignes de champ ouvertes (de classe 3) et fermées (de classe 1). L'accélération du plasma dans la queue magnétosphérique résulte de phénomènes de reconnexion magnétique près de cette ligne neutre (figure 5-40a), suivis de la compression adiabatique du plasma entraîné par la « re-dipolarisation » du champ magnétique planétaire, le portant à une énergie de quelques keV. La précipitation du plasma accéléré vers la planète est accentuée par l'effet d'entonnoir dû à la topologie magnétique dipolaire. Ce scénario est compatible avec le fait que les sources de l'AKR sont fixes en temps local et observées principalement côté nuit.

Des processus similaires doivent se produire dans les magnétosphères des planètes géantes. Par exemple, dans le disque de plasma équatorial de la magnétosphère moyenne de Jupiter, avec une intensité du champ magnétique $B \approx 10$ nT et une densité électronique $N \approx 0{,}1$ cm^{-3}, la reconnexion libère une énergie de l'ordre de $2 \times B^2/2\mu_o N \approx 5$ keV par particule. La compressibilité élevée de la magnétosphère de Jupiter (mise en évidence par la sonde *Ulysse*) doit également donner lieu à des compressions adiabatiques dans toute la magnétosphère externe et moyenne. Enfin, on soupçonne que des phénomènes de reconnexion ont lieu le long de la magnétopause diurne de Jupiter et de Saturne (qui pourraient expliquer que les sources du SKR sont fixes en temps local et qu'elles sont situées du côté jour).

Toutefois, la corotation joue aussi probablement un rôle important dans le cas des planètes géantes, qui ont une rotation rapide. Le champ électrique de corotation dans la magnétosphère de Jupiter vaut quelques dizaines de mV/m, et induit donc des différences de potentiels de plusieurs mégavolts à l'échelle du rayon planétaire. Les dynamos magnétosphériques internes convertissent une partie de l'énergie extraite du champ de corotation en courants qui se referment dans

l'ionosphère le long des lignes de champ magnétique de conductivité très élevée. Ces dynamos résultent de mouvements propres du plasma magnétosphérique à travers le champ magnétique planétaire. Elles incluent notamment la rupture de la corotation dans la magnétosphère moyenne (vers 20-25 R_J dans le cas de Jupiter), qui résulte de l'inertie du plasma et de la conductivité planétaire limitée, les éjections centrifuges de plasma à partir de la magnétosphère interne (tore de Io, notamment), et l'interaction entre un satellite conducteur ou possédant une enveloppe conductrice (Io, Ganymède...) et le champ planétaire. Les sources aurorales correspondantes (radio et UV) sont en rotation avec la planète, ou (dans le dernier cas) sont fixes dans le référentiel lié au satellite.

L'accélération des électrons par tous les processus mentionnés plus haut passe probablement à petite échelle par des ondes de très basses fréquences auxquelles sont associés des champs électriques parallèles au champ magnétique : ondes d'Alfvén excitées par la reconfiguration du champ magnétique lors de la reconnexion (Terre) ou par le mouvement d'un satellite à travers le champ planétaire (Io/Jupiter), ou ondes excitées à la surface de la magnétopause par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz (Saturne, Uranus). Une autre possibilité, complémentaire peut être, est l'accélération ou la diffusion en angle d'attaque des électrons par des ondes de plasma (électrostatiques ou électromagnétiques) de très basses fréquences qui ont été observées dans la magnétosphère terrestre et dans le tore de Io.

Les scenarii que nous venons d'avancer sont encore sujets à débats. Il existe même un scenario « inversé » (et très controversé) des sous-orages terrestres, dans lequel les émissions radio aurorales sont tout d'abord excitées via l'amplification de sursauts radio solaires, et produisent les précipitations électroniques et les cavités de plasma aurorales comme effets secondaires (alors qu'ils sont la cause première des émissions radio dans les scenarii conventionnels). On peut constater qu'un long chemin a été parcouru depuis la vision simpliste des régions aurorales comme les « cornets d'entrée » du vent solaire dans la magnétosphère.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Chapitre 6

Les planètes telluriques et leurs satellites

LES QUATRE PLANÈTES les plus proches du Soleil, Mercure, Vénus, la Terre et Mars, auxquelles on peut adjoindre la Lune, présentent des similitudes qui justifient qu'on les étudie comparativement. Ces objets sont qualifiés de planètes intérieures, par référence à leur proximité au Soleil, ou « telluriques », la Terre servant de référence.

Les planètes telluriques sont de densité relativement élevée (entre 3,9 et 5,5 g/cm^3) et possèdent une atmosphère qui ne représente qu'une fraction infime de la masse totale : l'atmosphère de Vénus, qui est de très loin la plus massive, ne contribue que pour 10^{-8} de la masse de Vénus ; quant à l'atmosphère de Mars, elle représente moins de 10^{-5} fois celle de Vénus. La situation est inversée pour les planètes géantes et plus particulièrement pour Jupiter et Saturne, où l'essentiel de la masse est sous forme de gaz. Nous avons vu que cette différenciation entre planètes telluriques et géantes résulte de leur scénario de formation (voir chapitre 4). Dans l'environnement des planètes telluriques, les noyaux initiaux n'étaient constitués que de métaux et de roches ; à plus grandes distances héliocentriques, les noyaux initiaux des planètes géantes, constitués essentiellement de glaces, ont acquis la masse suffisante pour accréter par gravitation la nébuleuse environnante, constituée majoritairement d'hydrogène et d'hélium. Ce scénario de formation explique le densité élevée des planètes telluriques, la faible fraction en masse de leur atmosphère, ainsi que la présence de systèmes d'anneaux et de satellites autour des planètes géantes ; dans le cas des planètes telluriques, les rares satellites sont le résultat de collisions ou de captures.

Autre similitude des planètes telluriques : en raison de la faible masse de leur atmosphère, ces objets ont vécu des épisodes d'activité planétaire qui ont profondément modifié leurs structures internes et leurs surfaces. Toutefois, la différenciation minéralogique de ces différents objets n'a pas conduit à des intérieurs similaires, ce qui se traduit en particulier par des champs magnétiques d'intensités différentes. La durée des périodes d'activité, leur degré et les manifestations en

surface font partie des spécificités planétaires, dont les origines sont encore mal comprises.

Les impacts météoritiques ont dominé durant le premier milliard d'années ; ils peuvent être étudiés aujourd'hui sur la Lune et Mercure. Une activité volcanique, éteinte depuis plusieurs centaines de millions d'années, a commencé à modeler la surface de Mars il y a de cela plusieurs milliards d'années. En revanche, on ne décèle aucune formation montagneuse témoignant d'une activité tectonique. Dans le cas de Vénus, les mesures spatiales acquises par radar ont mis en évidence des traces de volcanisme, actif ou éteint. Les données structurelles intéressants ces objets datent pour l'essentiel de l'ère spatiale de ces trente dernières années.

La Terre apparaît dans ce contexte hautement spécifique par son niveau d'activité, qui se traduit en particulier par une tectonique de plaques aux effets spectaculaires. Son atmosphère également, où dominent O_2 et N_2, la distingue de Mars et Vénus, où CO_2 est très largement majoritaire. Enfin, et ce n'est pas la moindre des spécificités, l'évolution chimique sur Terre a conduit à l'apparition d'espèces vivantes, depuis plus de 3 milliards d'années. Du point de vue des atmosphères planétaires, l'une des grandes questions de la planétologie d'aujourd'hui consiste à retracer l'histoire comparative de Vénus, la Terre et Mars, planètes qui, parties de conditions initiales voisines, ont évolué vers des atmosphères aux états physiques divergents.

L'avènement des vols spatiaux interplanétaires a permis de coupler depuis une trentaine d'années l'observation astronomique aux expériences *in situ* de l'ensemble des planètes telluriques. Il en a résulté une fantastique modification de notre représentation de ces objets. En particulier, il est désormais possible de les étudier d'une manière comparative, ce qui ouvre des voies nouvelles d'interprétation des phénomènes observés sur chacun d'entre eux, et en particulier sur Terre.

Chacune des planètes telluriques étudiées dans ce chapitre fait l'objet d'un sous-chapitre séparé.

6.1 Mercure

Si on la compare aux autres planètes du système solaire interne, Mercure apparaît comme la plus méconnue. Elle le doit tout d'abord à sa position dans le ciel : de toutes les planètes, c'est la plus proche du Soleil, dont elle ne s'éloigne, angulairement, que de 28° au plus pour un observateur terrien : cela n'est guère propice à une bonne exploration astronomique, d'autant plus que Mercure est la plus petite des planètes telluriques. C'est ainsi que, jusqu'en 1965, on évaluait sa période de rotation à 80 jours, c'est-à-dire à la valeur de la période de révolution. En conséquence, on était contraint d'admettre la présence d'une atmosphère autour de la planète, pour permettre à la température nocturne de ne pas approcher du zéro absolu, ce qui n'aurait pas rendu compte des observations. Ce n'est que vers la fin des années 1960 que la valeur de la période de rotation a été corrigée, non pas d'une heure ou deux, mais de plus de vingt jours.

Une seule mission spatiale, *Mariner 10*, s'est consacrée à l'étude de Mercure, en 1974-75. Des mesures dans les domaines visible et radar ont ensuite permis de compléter ces données. L'aspect de la surface de Mercure, criblée de cratères d'impacts, semble attester l'absence d'activité interne depuis des milliards d'années. La température diurne de Mercure est très élevée, ce qui, joint à une faible vitesse de libération, a exclu qu'elle retienne une atmosphère dense. Mercure offre donc l'apparence d'une planète éteinte, que trop de dissemblances avec la Terre et trop de ressemblances avec la Lune n'ont pas privilégiée dans les programmes spatiaux passés. Les agences spatiales (ESA, NASA, ISAS) envisagent cependant de l'explorer au cours des vingt prochaines années, avec les missions *Messenger* et *Bepi-Colombo*, actuellement en préparation. Mercure devrait donc tenir sa place dans la planétologie comparée des décennies à venir.

6.1.1 Paramètres orbitaux et caractéristiques macroscopiques

L'orbite de Mercure, dont le demi-grand axe est de 0,466 ua, est fortement excentrique : e = 0,206. C'est la plus elliptique des trajectoires planétaires, si l'on exclut Pluton pour laquelle e = 0,25. Ainsi, son périhélie est de 0,33 ua, et son aphélie de 0,56 ua. Autre spécificité de Mercure, son inclinaison écliptique qui, avec 7°, la classe également en seconde position derrière Pluton, inclinée à 17,2°. La période de révolution sidérale est de 87,97 jours terrestres, pour une vitesse orbitale moyenne de 48 km/s.

Mercure se présente comme une sphère pratiquement non aplatie, au rayon équatorial de 2 439 km. C'est la plus petite des quatre planètes telluriques, guère plus grande que la Lune. Sa densité moyenne de 5,44 g/cm^3 est proche en revanche de celle de la Terre (5,52 g/cm^3) et de Vénus (5,25 g/cm^3), et la distingue nettement de Mars (3,94 g/cm^3) et de la Lune (3,33 g/cm^3). Cela conduit à une vitesse de libération très faible, de 4,3 km/s, à comparer avec les 11,2 km/s pour la Terre, 10,3 km/s pour Vénus, 5,0 km/s pour Mars et 2,4 km/s pour la Lune, Enfin, Mercure tourne sur elle-même dans le sens direct, autour d'un axe strictement perpendiculaire au plan de son orbite, en 58,65 jours terrestres. On remarque que sa période de rotation est égale aux deux tiers de sa période de révolution. Le fait que ces deux périodes présentent un rapport commensurable, ce qui reflète un couplage dynamique entre les mouvements de rotation et de révolution sidérale, s'interprète comme provenant du ralentissement de la rotation de la planète, en cours ou en fin d'accrétion, sous l'action gravitationnelle du Soleil. Enfin, cette dynamique de Mercure conduit à une durée de la journée mercurienne égale à 176 jours terriens.

L'absence d'atmosphère dense se traduit par une température de surface passant de valeurs très élevées durant le jour, atteignant environ 700 K au point subsolaire près du périhélie, à des valeurs très basses au cours de la nuit (90 K dans les régions équatoriales).

6.1.2 L'exosphère de Mercure et les résidus polaires

Nous avons vu que le champ de gravité de Mercure n'est pas suffisant pour que la planète conserve une atmosphère dense. Il existe cependant une atmosphère très ténue et transitoire, avec une pression de surface de l'ordre du nanobar, constituée d'atomes d'hydrogène, d'hélium et d'oxygène. Ces éléments, identifiés par le spectromètre UV de *Mariner 10*, résultent probablement de l'interaction du vent solaire avec la surface de Mercure. C'est sans doute aussi cette interaction du vent solaire avec la surface qui est responsable des émissions du sodium et du potassium, détectées par spectroscopie visible depuis la Terre en 1985-86.

D'après les images de *Mariner 10*, il existe à proximité des pôles de Mercure des régions qui, en raison de l'absence d'obliquité de la planète, pourraient être en permanence protégées du rayonnement solaire. La température y serait alors en permanence inférieure à 112 K, permettant la condensation de l'eau sur de grandes échelles de temps. Des données radar prises en 1991 ont montré aux pôles de Mercure des régions de très haute réflectivité, qui pourraient être recouvertes de glace d'eau. Si ce résultat observationnel est confirmé, l'eau pourrait provenir de bombardements météoritiques de comètes ou d'astéroïdes riches en eau, et se trouver ensuite piégée au fond des cratères polaires de Mercure. L'exploration de ces poches de glace d'eau sera l'un des objectifs des missions spatiales futures de Mercure.

6.1.3 L'intérieur de Mercure et son champ magnétique

La densité de Mercure est particulièrement élevée, compte tenu de son faible rayon. Sa densité est presque égale à celle de la Terre, alors que celle-ci subit un facteur de compression important du fait des fortes pressions existant en son centre. En l'absence de facteur de compression, la densité moyenne de la Terre ne serait que de 4,4 g/cm^3. Cela implique dans le cas de Mercure une proportion d'éléments lourds nettement supérieure à celle que l'on trouve dans la Terre et les autres planètes telluriques. L'explication pourrait provenir d'une collision avec un autre planétoïde de grosse taille qui aurait conduit à l'éjection des couches supérieures moins denses, selon le même scénario que celui proposé pour la formation du système Terre-Lune (voir section 4.3.2).

Un autre élément remarquable est le champ magnétique permanent de Mercure découvert par *Mariner 10*. Le magnétomètre de *Mariner 10*, destiné à la mesure du champ interplanétaire, a mis en évidence les structures que l'on attend pour une planète possédant un champ magnétique propre : onde de choc, magnétopause et queue magnétique. Le champ maximal mesuré est d'environ 400 nT, à comparer avec les 20-30 nT du champ magnétique interplanétaire au niveau de l'orbite de Mercure. Le moment dipolaire planétaire déduit de ces mesures est $\approx 5 \times 10^7$ G · $km^3 = 300$ nT · R_M^3, soit 6×10^{-4} fois celui de la Terre. Un tel champ magnétique, bien que faible, était inattendu : quoique la densité moyenne de Mercure suggère fortement la présence d'un noyau riche en fer, sa

faible masse semblait indiquer qu'il devait être solide ; de plus, la rotation lente de la planète aurait pu empêcher la génération d'un champ assez intense. La découverte d'un champ dipolaire suggère la présence probable, à l'intérieur de Mercure, d'une enveloppe conductrice fluide entourant le noyau central.

6.1.4 La surface de Mercure

Jusqu'à l'aube des années 1970, Mercure n'était connue que par photométrie, polarimétrie et spectrométrie télescopiques. On la voyait ainsi dénuée d'atmosphère, couverte d'un sol de poussière dont le faible albédo faisait penser à celui des sols lunaires. De plus, les signatures spectrales dans le proche infrarouge, quoique bien ténues, faisaient apparaître une bande vers 0,95 μm. Par référence à ce que l'on connaissait alors du sol lunaire et des échantillons terrestres silicatés, on a pu identifier cette bande à celle du fer dans l'état Fe^{++}, caractéristique de la présence de pyroxène basaltique. L'allure générale du spectre pouvait s'interpréter comme étant celle d'un sol dominé par la présence de verres, qui proviendraient de la vitrification par impacts météoritiques d'un sol riche de silicates et d'ilménite (oxyde de fer [FeO] et de titane [TiO_2], de formule $FeTiO_3$. Néanmoins, la mauvaise résolution spatiale (500 km) ne permettait pas de distinguer des contrastes d'albédo similaires à ceux que l'on observe entre les mers et les continents lunaires.

Mariner 10 a atteint Mercure le 29 mars 1974, à une distance minimale d'approche de 756 km. Le choix de la trajectoire a permis à *Mariner 10* d'être alors sur une orbite solaire de période exactement double de celle de Mercure. Elle a de la sorte pu survoler à nouveau Mercure, laquelle se trouvait à chaque reprise dans la même configuration par rapport au Soleil. De plus, comme Mercure tourne trois fois sur elle-même au cours de deux révolutions autour du Soleil, elle présentait à chaque survol de *Mariner 10* les mêmes zones d'observation, éclairées dans les mêmes conditions. Seules les distances minimales d'approche de la planète furent différentes, imposant des résolutions au sol différentes : 48 069 et 327 km lors des deux survols suivants, respectivement les 21 septembre 1974 et 16 mars 1975.

La sonde était munie essentiellement d'une caméra : *Mariner 10* a produit une cartographie d'environ 45 % de la surface, avec une résolution de l'ordre d'une vingtaine de kilomètres (voir fig. 6-1). Seule une faible fraction est aujourd'hui connue avec une résolution meilleure que le kilomètre. Aucun instrument n'a permis de réaliser la cartographie chimique ou minéralogique de la surface. Un dispositif de quatre filtres en aval de la caméra a donné quelques indications d'albédo, de polarisation et de « différences de couleurs », à une échelle de 1 à 2 km. L'absence de zones à forte polarisation en UV indique qu'il n'y a pas d'épanchement basaltique récent, mais qu'au contraire l'ensemble de la surface analysée est recouverte de fine poussière.

Les mesures d'albédo confirment, à l'échelle du kilomètre, les observations depuis la Terre de Mercure dans son ensemble. Plus particulièrement, il n'y a

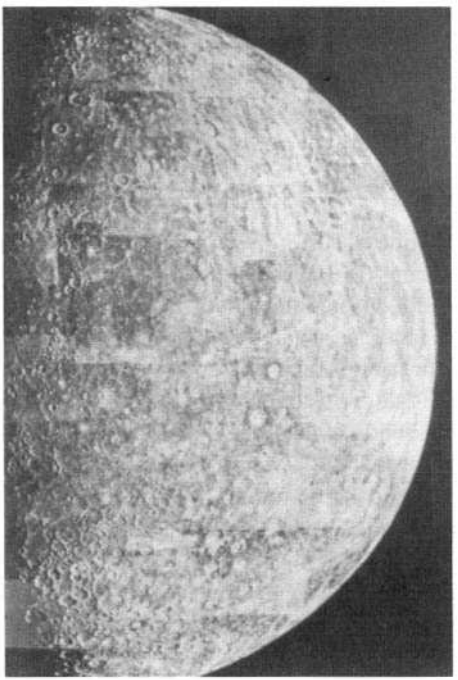


FIG. 6-1 – Mercure vue par *Mariner 10* le 29 mars 1974. Photographie élaborée à partir de 18 images prises à 210 000 km de distance. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

pas de gradients d'albédo similaires aux contrastes mers-continents ou à ceux des raies de cratères visibles sur la Lune. Les éventuels épanchements basaltiques sur Mercure n'ont donc pas engendré, semble-t-il, de modifications de la minéralogie de surface, ce qui pourrait s'interpréter par une épaisseur plus importante de la croûte que sur la Lune. Enfin, l'albédo moyen de Mercure, plus élevé que celui des mers lunaires les plus sombres, ainsi que les différences de couleurs (entre l'orange et l'ultraviolet) pourraient s'expliquer par l'absence d'ilménite, qui est un composant relativement important (jusqu'à 7 %) des mers lunaires. Une mesure du flux thermique au cours du premier et du troisième survols a permis de connaître précisément les températures de surfaces mentionnées précédemment.

Les structures qui dominent la surface sont les cratères d'impacts de toutes tailles, que séparent des plaines intercratères. La topographie des cratères dépend essentiellement de leur taille : hémisphériques pour les plus petits, ils apparaissent de moins en moins profonds proportionnellement à leur diamètre quand celui-ci augmente, pour devenir plats lorsque les diamètres atteignent une vingtaine de kilomètres ou plus. On observe alors un piton central et des éjectas clairs nettement identifiables. Quoique le nombre des cratères diminue pour des tailles crois-

santes, ce qui reflète la distribution en masse des objets interplanétaires, il existe une grande population de cratères de plus de 200 km de diamètre, nommés bassins ; le plus grand, de 1 300 km de diamètre, est le bassin Caloris.

L'absence de toute érosion autre que par impact permet de dater les différents terrains par la densité de cratères, leur chevauchement, leur structure (flancs émoussés, éjectas assombris, etc.). Une étude systématique aboutit alors à la conclusion suivante : la fréquence des impacts, très élevée dans les premières centaines de millions d'années, a rapidement décru pour atteindre une valeur basse, stationnaire, il y a environ 3,8 milliards d'années. Cette première période de bombardement intense correspond à la queue d'accrétion décrite dans le chapitre 13 de cet ouvrage, responsable de la formation des grands cratères d'impacts visibles en particulier sur la Lune. Il semble que l'activité interne de la planète, stimulée par ces impacts violents, ait également cessé peu après la formation du plus grand bassin mercurien, Caloris, qui daterait de 3,8 milliards d'années environ. La formation de ce bassin a donné lieu à une dernière activité tectonique, en particulier à un volcanisme qui se retrouve dans l'existence des plaines lisses qui le remplissent. De plus, on observe un certain nombre de structures (rides, fractures) au voisinage du bassin Caloris, ainsi qu'aux antipodes exactes du bassin, qui renseignent sur les propriétés macroscopiques de la lithosphère (partie superficielle de la planète, englobant la croûte et le manteau extérieur) au moment de l'impact. On considère en particulier que la direction des mouvements de surface s'explique par l'état de compression de la lithosphère à cette époque, dû à la contraction du noyau central métallique qui était en cours de refroidissement (voir fig. 6-2). Les événements tectoniques qui ont suivi la formation du bassin Caloris sont de deux types bien distincts et peuvent être schématisés ainsi :

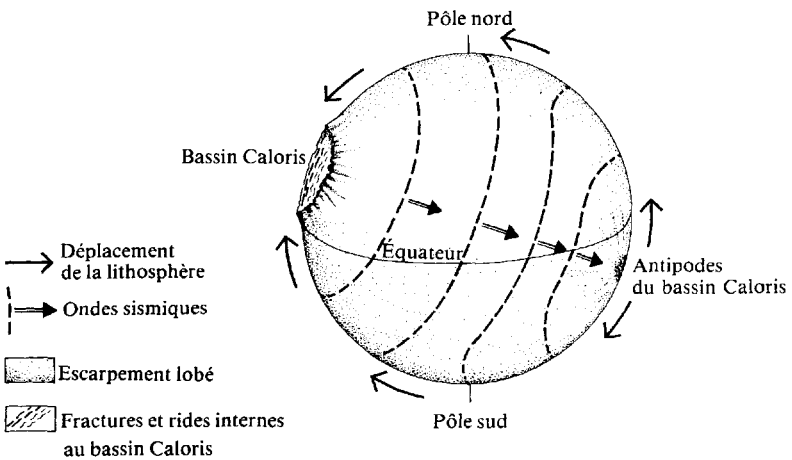


FIG. 6-2 – Les conséquences tectoniques de l'impact du bassin Caloris. (P. Masson, « Mercure », *Le Grand Atlas Universalis de l'Astronomie*, de Encyclopedia Universalis, 1983. Avec l'aimable autorisation de l'éditeur.)

– au moment de l'impact, la focalisation des ondes sismiques engendrées par le choc disloque complètement les antipodes du bassin ;
– postérieurement à l'impact, la lithosphère, qui était sous compression à cause du refroidissement du noyau de la planète, se met légèrement en mouvement vers le centre du bassin ; ce mouvement entraîne la formation des rides et fractures internes au bassin, ainsi que celle des dislocations périphériques, et oriente momentanément la formation des escarpements lobés.

Mercure présente donc quelques structures relevant d'une tectonique induite par impact. En revanche, on n'y décèle aucune activité globale similaire à la tectonique de plaques connue sur Terre. Cela tendrait à exclure l'existence de convection interne, à moins que cette tectonique ne fût inhibée par une lithosphère de trop grande épaisseur. Les plaines intercratères pourraient être d'origine volcanique. Il est clair en tout état de cause que toute activité géologique a cessé sur cette planète depuis au moins 3,6 milliards d'années, et que la surface actuelle conserve la mémoire du premier milliard d'années de son évolution, dominée par son interaction avec le milieu interplanétaire.

6.1.5 La magnétosphère de Mercure

En raison du caractère raréfié et transitoire de son exo-ionosphère (cf. 6.1.2), Mercure fournit un exemple unique d'interaction magnétosphère-surface (régolite), cette dernière jouant à la fois le rôle de source et de puits pour le plasma. La faiblesse du champ magnétique de Mercure et la forte pression du vent solaire (4 à 10 fois celle au niveau de la Terre) font que la distance de la magnétopause dans la direction d'incidence du vent solaire n'excède pas une altitude de 0.5 à 1 rayon mercurien (cf. tableau 1-7). Cependant, en période de forte activité solaire, le vent solaire peut atteindre la surface, contribuant à l'exosphère transitoire.

Dans cette mini-magnétosphère, *Mariner 10* a détecté une couche de plasma chaud côté nuit, un feuillet de courant équatorial, ainsi que la signature magnétique de courants sur les lignes de champ magnétique ; en l'absence d'ionosphère, la question de la fermeture de ces courants se pose : l'exo-ionosphère peut-elle supporter des courants de fermeture suffisants ou se referment-ils dans le régolite ? Ce dernier étant peu conducteur, on s'attendrait alors à des courants alignés sporadiques, de courte durée de vie. *Mariner* a également détecté près de la magnétopause (sur laquelle la forte pression externe induit des courants intenses) des perturbations pouvant être attribuées à des reconnexions de tubes de force magnétique entre magnétosphère et vent solaire.

Comme on l'a mentionné en 5.3.3, seule la convection induite par le vent solaire doit jouer un rôle dans la dynamique de la magnétosphère de Mercure, d'où la corotation est totalement absente. Quatre événements ont été détectés par *Mariner 10* qui semblent confirmer cette hypothèse : il s'agit d'augmentations brutales du flux d'électrons d'énergie > 35 keV, coïncidant avec des transitions de la topologie du champ magnétique d'une géométrie de type « queue » à une géométrie dipolaire. Ces événements sont similaires à des « sous-orages » de la

magnétosphère terrestre, où dipolarisations et accélérations sporadiques d'électrons sont causées par des reconnexions magnétiques dans la queue, mais leur durée est 30 fois plus courte sur Mercure, probablement en raison de la petite taille de la magnétosphère. L'accélération rapide (à plus de 35 keV) des électrons détectés est attribuée à une reconnexion particulièrement efficace ou à l'action du champ électrique induit par l'écoulement du vent solaire. Des aurores visibles ont également été détectées depuis la Terre dans une raie spectrale du sodium. Elles sont attribuées à une diffusion résonante de la lumière solaire par des atomes de sodium de l'exosphère de Mercure au voisinage des pôles. Ces atomes pourraient être produits par criblage de silicates riches en sodium à la surface de la planète. Ces aurores montrent des variations rapides, peut-être liées à celles de l'activité solaire ; on a tenté de les corréler à des éjections de matière coronale pouvant occasionner des reconfigurations brutales de la magnétosphère de Mercure.

Les observations disponibles suggèrent donc un fort couplage de la magnétosphère avec le vent solaire. Mercure pourrait constituer un laboratoire privilégié pour l'étude de la reconnexion magnétique, qu'un nombre de Mach alfvénique moins élevé (≈ 5, contre ≈ 8 au niveau de l'orbite terrestre) et un fort champ magnétique interplanétaire rendent très efficace ; cette situation est en partie comparable à l'interaction Ganymède-Jupiter. En conséquence, on s'attend à une forte variation des phénomènes magnétosphériques avec la distance orbitale de Mercure (qui varie d'un facteur presque 2 le long de l'orbite, occasionnant des variations importantes du flux UV reçu et surtout de la pression du vent solaire – jusqu'à un facteur 20 !) et avec le cycle solaire. Une des conséquences du fort couplage vent solaire – magnétosphère est la perte progressive par Mercure de ses composés volatils par échappement et « ouverture » périodique des lignes de champ.

L'orbiteur magnétosphérique de la mission *Bepi-Colombo* devrait permettre d'aborder en détail les questions, et d'explorer l'environnement électromagnétique de la planète : ondes et particules en amont du choc, résonances à très basses fréquences des lignes de champ magnétique (des fluctuations de période ≈ 2 s ont été observées[1]), détection d'émissions radio cyclotron aurorales (cf. 5.3.4), et recherche d'éventuelles ceintures de radiations transitoires (peu probables du fait de la taille de la magnétosphère) et de leur émission synchrotron.

6.2 Vénus

Sa proximité du Soleil et son fort albédo ont fait de Vénus la planète la plus brillante du ciel : elle a servi de repère aux bergers dont ce fut l'« étoile » depuis la plus haute Antiquité. Pourtant, cette même atmosphère, qui la rend si éclatante,

1. Mises à l'échelle de la magnétosphère de Jupiter ($\approx 60\ R_J$), ces fluctuations auraient une période de ≈ 40 min ; de telles fluctuations sont effectivement observées près de Jupiter (voir section 8.4).

lui permet de ne rien laisser voir de sa surface. Aujourd'hui encore, ses propriétés ne sont pas complètement connues, malgré l'envoi de plus de vingt sondes spatiales, américaines et soviétiques. Vénus ne présente pas d'intérêt du point de vue de l'exobiologie : sa température et sa pression de surface ne permettent pas, même aux plus robustes des vaisseaux automatiques, de résister plus de quelques dizaines de minutes ; sans parler de la composition de l'atmosphère, dont les nuages sont constitués d'acides sulfurique, nitrique et fluorique. Son attrait premier vient de ce que sa masse et sa densité, sa composition donc, sont très semblables à celles de la Terre, mais qu'elle présente de très fortes différences avec la Terre, ainsi qu'avec Mars, au niveau de l'atmosphère contemporaine. Y a-t-il eu, y a-t-il encore activité volcanique ou tectonique sur Vénus ? Quels sont les facteurs d'évolution qui diffèrent tant d'une planète à l'autre ?

6.2.1 Observation de Vénus

L'étude de Vénus par la seule lumière solaire diffusée dans le visible ne donne guère d'informations. Il faut noter cependant que Galilée fut le premier à observer, grâce à sa lunette astronomique, les phases de Vénus ; il s'aperçut qu'elles n'étaient pas explicables dans le cadre du système géocentrique de Ptolémée. C'est vers le milieu du XVII^{e} siècle que l'on discerna des figures sur le disque, dont le caractère variable fut par la suite interprété comme provenant d'une atmosphère qui recouvrirait entièrement la planète. C'est avec les observations en ultraviolet, vers 1930, que des absorptions en forme de Y équatorial furent clairement identifiées, ce qui permit de mesurer la vitesse de rotation atmosphérique : 4,2 jours. L'analyse spectrale de la lumière solaire diffusée donna alors les premières indications sur la composition des couches atmosphériques superficielles. C'est ainsi qu'il fut établi que le gaz carbonique CO_2 était le constituant principal, CO et H_2O ayant été décelés à l'état de traces. En revanche, on se trompa d'un facteur voisin de 2 sur la température (absolue) et 100 sur la pression, jusqu'à la fin des années 1950, où furent faites les premières analyses spectrales dans le domaine des ondes radiométriques. Il apparut alors que la température devait être voisine de 680 K (et non pas de 400 K) ; on évalua la pression par la quantité de gaz carbonique nécessaire pour créer un effet de serre donnant une telle température, ce qui conduisit à une valeur proche de la réalité. On ignorait en revanche encore tout des caractéristiques de la surface de la planète, jusqu'à son diamètre et sa vitesse de rotation.

Les stratégies d'exploration spatiale de Vénus ont favorisé d'une part, du côté de la NASA, les survols de la planète (*Mariner 2*, *Mariner 5*, *Mariner 10*) puis les observations orbitales (*Pioneer Venus 1* et *2* ; voir fig. 6-3) et, d'autre part, du côté soviétique, des modules de descente à même le sol (série *Venera 7* à *14*, *Vega 1* et *2*), relayés par des sondes en orbite. Les premières photographies du sol ont été prises par *Venera 9* et *10* en noir et blanc (octobre 1975), puis en couleurs par *Venera 13* et *14* en mars 1982 (voir fig. 6-4). Ces sondes ont également effectué les premières déterminations de la composition chimique des sites d'at-

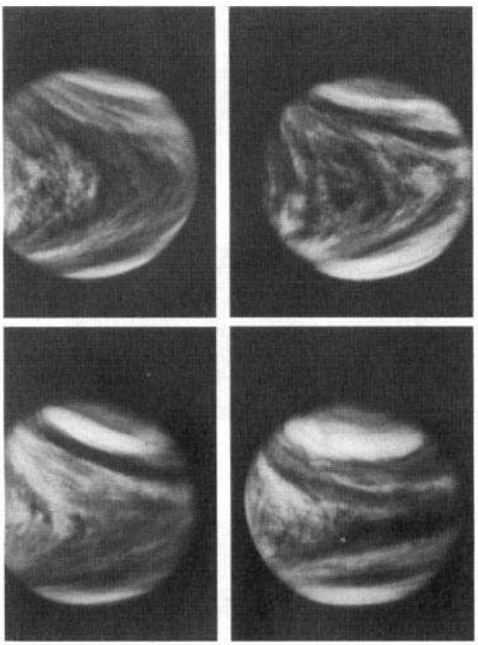


FIG. 6-3 – Évolution de l'atmosphère de Vénus en super-rotation, photographiée depuis la sonde *Pioneer Venus* les 10, 11, 19 et 20 février 1979. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

terrissage. Les *Pioneer Venus* (1978) ont fourni des indications sur la composition élémentaire et isotopique de l'atmosphère et surtout une cartographie radar de la surface, avec une résolution d'une cinquantaine de kilomètres, et une précision de 200 m en altitude. Les sondes soviétiques *Venera 15* et *Venera 16* ont réalisé la cartographie radar à haute résolution (1 à 2 km) de régions proches du pôle nord. En février 1990, la sonde *Galileo*, au cours sa trajectoire vers Jupiter, réalisa un survol de Vénus et obtint, par spectroscopie infrarouge, des données originales du côté nuit de la planète. Enfin, la mission *Magellan*, lancée par la NASA en 1989, a permis de réaliser entre 1990 et 1992 une cartographie complète de la surface de Vénus par altimétrie radar.

Parallèlement au programme de recherche spatiale, l'exploration de Vénus s'est poursuivie par observations spectroscopiques depuis le sol, notamment dans le domaine de l'infrarouge proche qui permet de sonder la basse atmosphère.

6.2.2 Paramètres orbitaux et propriétés globales

Les tableaux 1-1 et 1-3 du chapitre 1 résument les principales données orbitographiques de Vénus, ainsi que ses propriétés physiques essentielles.

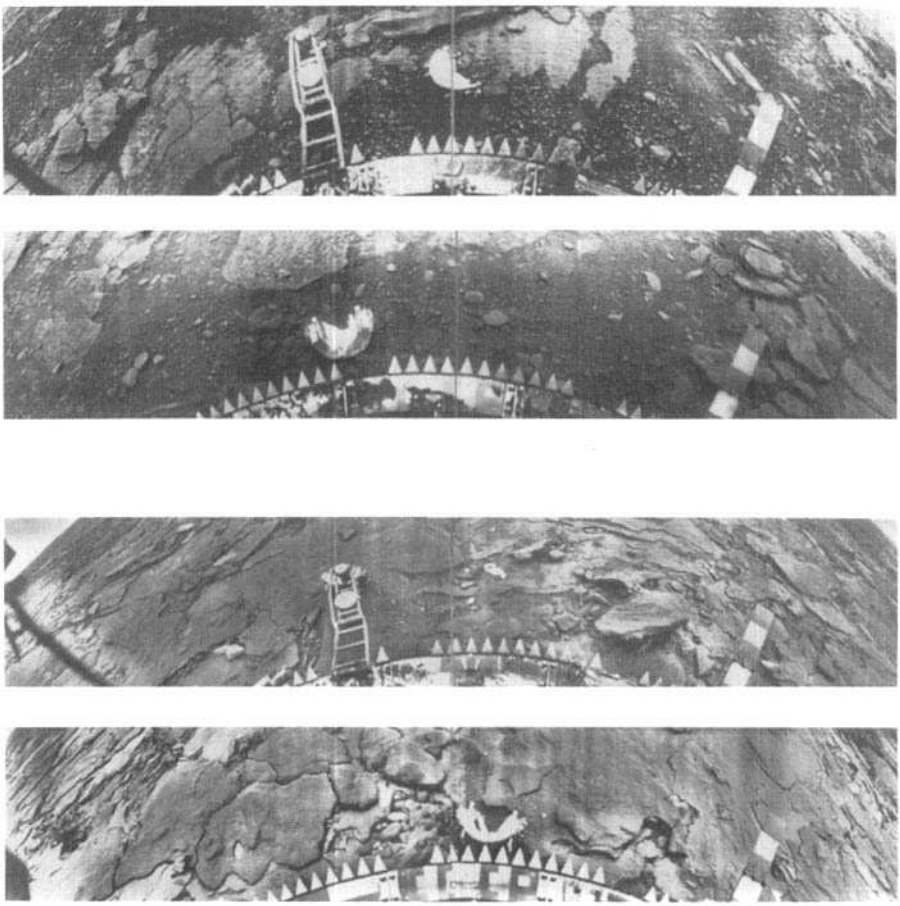


FIG. 6-4 – Le sol de Vénus photographié depuis les sondes *Venera 13* (haut) et *Venera 14* (bas) en mars 1982. (Académie des sciences de l'Union soviétique.)

Sa distance moyenne au Soleil, qui est de 0,72 ua, lui fait recevoir près de deux fois plus d'énergie solaire qu'il n'en arrive au niveau de l'orbite terrestre. Cette quantité ne varie pratiquement pas au cours de l'année, compte tenu de la très faible excentricité de sa trajectoire. L'angle que fait l'axe de rotation avec la perpendiculaire au plan de la trajectoire n'est que de 2,2°, ce qui ne donne pas lieu à un régime de saisons sur Vénus. En revanche, le mouvement de rotation de la planète sur elle-même est rétrograde, ce qui conduit à une obliquité de 177,8°. L'origine de ce mouvement rétrograde n'est pas clairement établi. Il pourrait résulter d'une collision avec un corps massif au début de l'histoire de la planète.

La détermination précise du diamètre de la planète, et donc de sa densité, n'a pu être effectuée que du jour où la surface fut observée, c'est-à-dire par radar. Ces

mesures sont obtenues de la manière suivante : un signal radar est émis par le satellite (*Pioneer Venus*) perpendiculairement à la surface de Vénus. Le temps mis pour recevoir l'écho donne l'altitude du satellite par rapport à la surface. La distance du satellite au centre de masse de Vénus est donnée par l'orbite du satellite. On en déduit par soustraction le rayon de la planète, dans l'hypothèse d'une sphère parfaite. Cela conduit à un rayon de 6 051,0 km, pour un aplatissement nul. La masse de la planète est également déterminée par l'orbite du satellite, ce qui conduit à une masse volumique moyenne de 5,24 g/cm^3.

En ce qui concerne les propriétés dynamiques de la planète, les changements sont grands par rapport aux données d'avant les observations spatiales. Ce que l'on considérait être la rotation de la planète était en fait celle de son atmosphère. On sait aujourd'hui que celle-ci est en super-rotation, dont l'origine reste à expliquer (voir section 6.2.4). On admettait le plus souvent que la planète possédait un mouvement de rotation synchrone, c'est-à-dire présentait toujours la même face au Soleil avec une période de rotation de 224 jours. En réalité, cette période est de – 243,01 jours, le signe moins signifiant qu'il s'agit d'un mouvement rétrograde. Compte tenu de la période de révolution de Vénus autour du Soleil, le jour sur Vénus dure 117 jours terrestres.

Ainsi Vénus est-elle la planète qui tourne le moins rapidement, et de loin, sur elle-même. À l'exception de Mercure, pour qui cette période est de 59 jours, toutes les périodes de rotation sont en effet inférieures à 25 heures. Cela suggère que le mouvement de Vénus (comme celui de Mercure) a été freiné au cours de l'évolution de la planète, vraisemblablement par effet de marée dû à la proximité du Soleil.

6.2.3 La surface et l'intérieur de Vénus

Topographie

Les premières images radar de la surface de Vénus ont été obtenues en 1974-1975 grâce aux stations de Goldstone aux États-Unis et d'Arecibo à Porto Rico. Toutes deux opèrent à une longueur d'onde de 12,6 cm, correspondant à la bande S de 2,32 GHz. La résolution latérale de ces observations est de quelques kilomètres ; cependant, la trop grande distance à la planète ne permet pas d'obtenir de contrastes liés à des différences d'altitude, mais seulement d'albédo, c'est-à-dire essentiellement de rugosité. C'est ainsi que de nombreuses formations circulaires ont été attribuées à des cratères d'impact.

Les données radar des missions *Pioneer Venus*, puis *Venera 15* et *16* et surtout *Magellan*, ont complètement modifié notre représentation de la surface de Vénus, avec la couverture quasi complète (98 %) de la planète à haute résolution (120-300 m), et une remarquable précision sur l'altitude (200 m). Il est apparu que la majorité de la surface (70 %) est constituée d'un ensemble de plaines, à l'altitude proche de celle du niveau de référence, d'où se détachent quelques reliefs élevés, correspondant à environ 10 % de la surface, les 20 % restants étant d'altitude négative par rapport au niveau de référence (voir fig. 6-5).

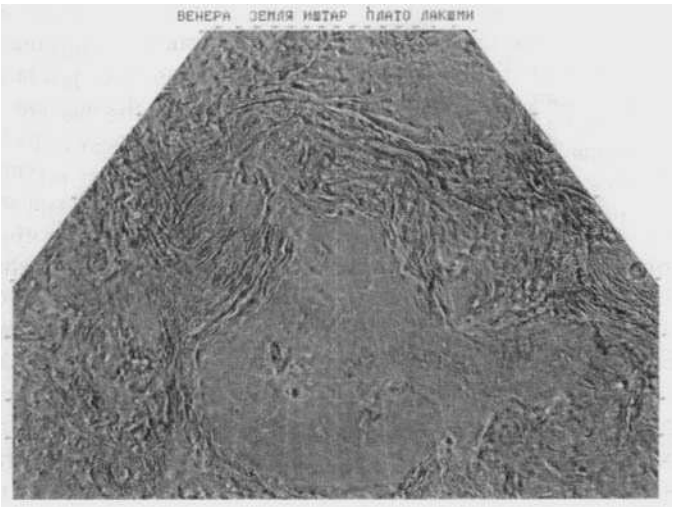


FIG. 6-5 – Carte radar à haute résolution (1,5 km) de la région Lakshimi Planum, obtenue par les sondes *Venera 15* et *16* (Académie des Sciences de l'Union soviétique).

Les plaines sont constituées de cinq grands ensembles (« Planitia ») dans lesquelles on trouve certaines régions plus élevées (« Regios »). Elles sont faiblement vallonnées et contiennent de nombreuses structures circulaires, essentiellement d'origine volcanique (voir fig. 6-6).

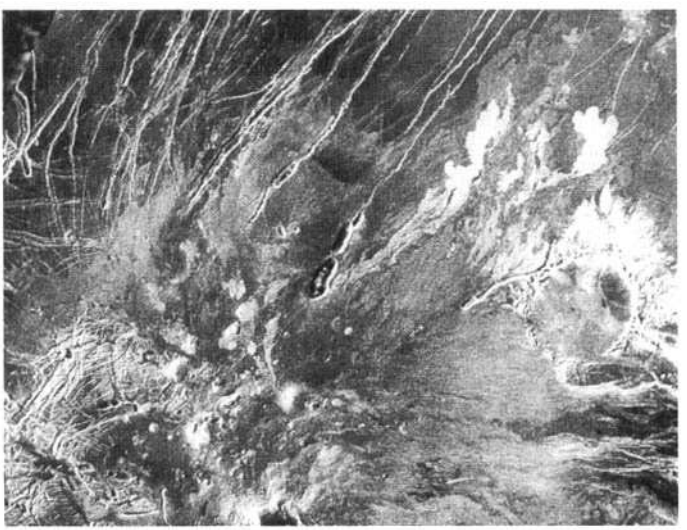


FIG. 6-6 – Fractures et cratère recouvert de lave à la surface de Vénus (60°S, 352°E), observés par la mission *Magellan* en 1991. La distance représentée est de 300 km (JPL).

Les reliefs sont principalement constitués de deux plateaux : Ishtar Terra et Aphrodite Terra. Le premier contient, dans sa partie est, le mont Maxwell, point le plus élevé de Vénus, qui culmine à près de 12 km d'altitude. Chacun de ces vastes plateaux a la dimension d'un continent terrestre, dominant les plaines voisines par de hautes falaises. De plus petite dimension, Beta Regio, située au milieu d'une plaine, possède un sommet à 4 000 m d'altitude.

La surface de Vénus est formée de structures à la fois volcaniques et tectoniques qui présentent des caractéristiques très différentes de celles de la Terre.

Les volcans ont été classés en trois grandes catégories : 1) les grands édifices (de plus de 100 km) présentent de grandes coulées de lave et atteignent des altitudes de 3-5 km au-dessus de la surface environnante. On en dénombre plus de 150, en majorité dans les terrains élevés ; 2) les édifices de taille intermédiaire (20-100 km), présentant diverses formes de dômes ; environ 300 ont été répertoriés ; 3), enfin les petits volcans (environ 550). Les volcans des deux premiers groupes témoignent de la présence de régions d'éruptions successives, ce qui implique la présence de réservoirs stables de magma ; dans le cas des grands volcans, le taux d'éruption a été estimé à $1{,}7\ 10^{-2}$ km^3 de magma par an. Le taux de resurfaçage semble avoir sensiblement décru au cours de l'histoire de Vénus, avec une valeur moyenne de l'ordre de 4 km^2 par an au moment de la formation des plaines et de 0,5 km^2 par an au cours des 300 derniers millions d'années. La lave, analysée à partir de l'examen des chenaux volcaniques, semble être particulièrement fluide. Elle pourrait être constituée majoritairement de soufre ou de composés alcali-carbonatés qui auraient résulté de l'interaction de la croûte en fusion avec l'atmosphère de Vénus, riche en CO_2, en SO_2 et en halogènes.

Divers types de structures tectoniques ont été observés à la surface de Vénus. Certaines sont de grandes dimensions, allant jusqu'à 1 000 km (montagnes, vallées et falaises...) ; c'est le cas en particulier de Maxwell Montes. D'autres (de diamètre généralement inférieur à 300 km) semblent être associées à l'activité volcanique. C'est le cas des couronnes qui entourent certains volcans, et qui pourraient correspondre à d'anciens dômes volcaniques effondrés.

La surface de Vénus présente très peu de cratères d'impact. Ces cratères sont distribués de manière plus ou moins uniforme sur toute la surface. Celle-ci est donc globalement très jeune et a fait l'objet d'un resurfaçage général récent. On pense que cette activité de resurfaçage a cessé à une période comprise entre – 300 et – 800 millions d'années. Nous n'avons donc accès qu'au dernier cinquième de l'histoire de la planète.

Composition du sol

Une première série de mesures a été effectuée par les sondes *Venera 8* (1972), *Venera 9* et *Venera 10* (1975). Leurs sondes d'atterrissage possédaient un spectromètre γ qui permet de déterminer la composition en éléments radio-

actifs U, Th et K. Les trois séries de mesures ont fait apparaître de grandes différences dans les teneurs en ces éléments (voir tableau 6-1) ; le sol analysé par *Venera 8*, systématiquement plus riche, fait penser à un échantillon granitique, par opposition aux deux autres, de composition proche de celle de basaltes.

Les résultats les plus précis ont été obtenus à l'aide des sondes *Venera 13* et *Venera 14* qui se sont posées sur le sol de Vénus en mars 1982, et de la sonde *Vega 2* qui a déposé un module d'atterrissage en juin 1985 (tableau 6-2). Elles transportaient chacune un instrument permettant de mesurer la fluorescence X d'échantillons de sol introduits dans une enceinte sous vide et de température de

Tableau 6-1
Teneur en éléments radioactifs des roches de surface de Vénus analysées par les sondes automatiques soviétiques

Roches sur le site des sondes et roches terrestres	Teneur en éléments radioactifs		
	Potassium (%)	Uranium (10^{-4} %)	Thorium (10^{-4} %)
Venera 8	4,0 ± 1,2	2,2 ± 0,7	6,5 ± 0,2
Venera 9	0,47 ± 0,08	0,60 ± 0,16	3,65 ± 0,42
Venera 10	0,30 ± 0,16	0,46 ± 0,26	0,70 ± 0,34
Venera 13	4,0 ± 0,6	—	—
Venera 14	0,2 ± 0,1	—	—
Basaltes	0,76	0,86	2,1
Granits	3,24	9,04	21,9

(Avec l'aimable autorisation de Y. A. Surkhov.)

Tableau 6-2
Compositions chimiques des roches de surface de Vénus, analysées par les ondes *Venera 13* et *14*, comparées à celle d'un basalte terrestre

Éléments	Venera 13	Venera 14	Basalte tholéitique
MgO	11,4 ± 6,2	8,1 ± 3,3	6,3
Al_2O_3	15,8 ± 3,0	17,9 ± 2,6	14,1
SiO_2	45,1 ± 3,0	48,7 ± 3,6	50,8
K_2O	4,0 ± 0,63	0,2 ± 0,07	0,8
CaO	7,1 ± 0,96	10,3 ± 1,2	10,4
TiO_2	1,59 ± 0,45	1,25 ± 0,41	2,0
MnO	0,2 ± 0,1	0,16 ± 0,08	0,2
FeO	9,3 ± 2,2	8,8 ± 1,8	9,1

(Avec l'aimable autorisation de Y. A. Surkhov.)

300 K, la fluorescence étant excitée par irradiation à l'aide de deux sources radioactives (55 Fe et 238 Pu).

On remarque, outre la qualité des résultats (dont la précision est semblable à celle des expériences *Viking* sur Mars, qui ont bénéficié de temps de comptage beaucoup plus longs), que les échantillons analysés en ces deux sites présentent des différences notables, dont la plus importante concerne la concentration en potassium. *Venera 13* s'est posée dans un site de moyenne altitude (1,5 km), légèrement plus élevé (de 1 000 m environ) que celui de *Venera 14*.

Si l'on compare ces concentrations à celles de sites terrestres, on peut assimiler les échantillons analysés par *Venera 13* aux basaltes alcalins riches en potassium de la croûte terrestre, que l'on rencontre rarement, et essentiellement dans les îles océaniques et les zones de rift de la région méditerranéenne ; par contraste, les échantillons analysés par *Venera 14* s'apparentent aux basaltes que l'on rencontre dans les régions de plancher océanique. Au regard de ces résultats, les sites prospectés par *Venera 8* et *Venera 13* seraient de même nature, ceux de *Venera 9* et *Venera 10* s'apparentant en revanche au site de *Venera 14*. Ces similitudes de composition correspondraient à des provinces de même géomorphologie et de même pétrographie.

En considérant que le site de *Venera 14* est représentatif des zones dépressionnaires, on conclut que celles-ci sont recouvertes de coulées basaltiques, formations relativement jeunes, à l'image de la croûte océanique terrestre ou à celle des mers lunaires. Les zones de plaines vallonnées analysées par *Venera 13* constitueraient des terrains anciens, comparables aux continents terrestres ou aux plateaux anorthositiques lunaires. Là s'arrête la comparaison : les évolutions de la Terre, de la Lune et de Vénus ont été foncièrement différentes. Si, par exemple, la différenciation du matériau terrestre est à l'origine de la formation d'une croûte continentale, composée de granites et de roches métamorphiques, et d'une croûte océanique, faite de basaltes, on n'a pas mis en évidence de roches autres que basaltiques sur Vénus ; leurs différences de composition pourraient refléter simplement des différences dans la profondeur d'origine du magma ou dans l'époque des épanchements. Une mesure critique pour tester la structure et l'évolution serait celle de la composition des plateaux vénusiens ; toutefois, elle n'a pas encore été possible. En cela se trouvent peut-être les équivalents structurels et morphologiques des continents terrestres.

L'intérieur de Vénus

Vénus et la Terre étant très voisines en masse et en densité (voir tableau 1-3), on pourrait s'attendre que leurs intérieurs soient aussi similaires. Cependant, l'absence de champ magnétique intrinsèque dans le cas de Vénus suggère que ce n'est pas le cas.

Deux interprétations peuvent être proposées pour expliquer l'absence de champ magnétique sur Vénus. Dans un premier cas, le noyau interne, constitué

d'éléments lourds, pourrait être solide et non liquide, du fait d'une abondance moindre de sulfure de fer (peut-être liée à une déficience en soufre elle même due à une distance héliocentrique plus faible). Dans la seconde hypothèse, Vénus pourrait contenir un noyau liquide, mais dénué de convection ; cette situation pourrait se produire si la température du manteau était supérieure à celle du noyau.

6.2.4 L'atmosphère de Vénus

Structure thermique

Le profil thermique de Vénus a été mesuré par radiométrie infrarouge et par mesures d'occultation radio à partir des sondes spatiales.

L'atmosphère de Vénus est très massive : la pression au sol est de $1{,}03\ 10^6\ kg/m^2$, soit près de 100 fois la valeur terrestre. La température moyenne y est également très élevée : 730 K. Les profils, jusqu'à une altitude de 100 km, de la température et de la pression révèlent eux aussi des différences importantes par rapport à l'atmosphère terrestre (fig. 6-7).

La différence essentielle est la suivante : dans le cas de la Terre, l'absorption du rayonnement solaire ultraviolet par l'oxygène et l'ozone provoque un réchauffement de l'atmosphère qui présente un maximum de température vers 45 km

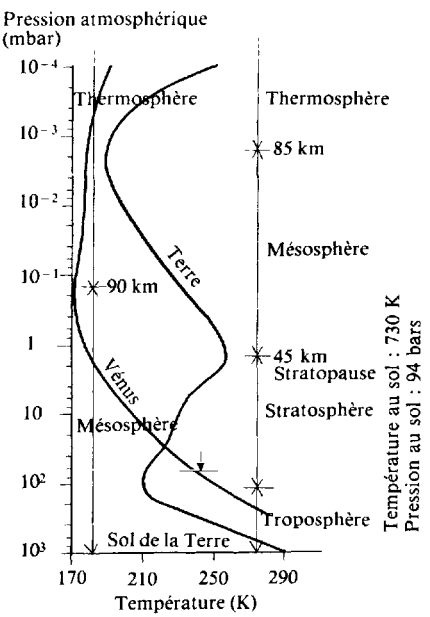


FIG. 6-7 – Profil de température de l'atmosphère de Vénus comparé à celui de la Terre. (D'après G. Israël, « Vénus », *Le Grand Atlas Universalis de l'astronomie*, *ibid.*)

d'altitude. Il y a donc inversion de température, vers 12 km d'altitude, et apparition d'une stratosphère entre 12 et 45 km environ, au-dessus de laquelle s'étend la mésosphère. Dans le cas de Vénus, la température de surface très élevée par suite d'un effet de serre considérable (voir ci-dessous), ainsi que la déficience en oxygène et en ozone empêchent cet effet : la température diminue constamment jusqu'à une cinquantaine de kilomètres d'altitude, pour rester approximativement constante au-delà, jusqu'à près de 100 km.

La troposphère supporte directement la mésosphère. Des cartes de la température mésosphérique, obtenues par radiométrie infrarouge à partir de *Pioneer Venus*, ont montré que les régions polaires sont plus chaudes d'environ 20 K par rapport à l'équateur, tandis qu'à 65° de latitude se trouve le « collier polaire », plus froid ; ces structures sont associées à la circulation atmosphérique (voir ci-après).

Au-delà, Vénus, comme la Terre, présente une thermosphère. Ce nom, qui indique que la température croît avec l'altitude, ne correspond que partiellement à la réalité : si, du côté jour, la température augmente en effet jusque vers 300 K. elle descend vers 100 K du côté nuit, d'où parfois son appellation de cryosphère. Cette diminution de la température est beaucoup plus importante que pour Mars, où un profil similaire est observé. La température thermosphérique diurne de Vénus est aussi sensiblement plus faible que celle de la Terre (voir fig. 6-7). Le chauffage de la thermosphère de Vénus est dû à l'absorption du rayonnement UV solaire ; les fortes différences observées avec les thermosphères de la Terre et de Mars s'expliquent par la très forte quantité de CO_2 (qui rayonne très efficacement dans l'espace, ce qui conduit à une température thermosphérique relativement faible) et à la grande durée du jour vénusien (qui induit de très forts contrastes jour/nuit).

Au-delà de la thermosphère prend naissance l'exosphère, à une altitude de 135 km pour Vénus et 700 km environ pour la Terre. L'ionosphère vénusienne, étudiée principalement par *Pioneer Venus*, présente une concentration maximale autour de 140 km du côté jour, et est détectable jusqu'à une altitude d'environ 500 km. C'est l'absorption du rayonnement solaire dans l'extrême UV qui est la source principale d'ionisation.

Composition atmosphérique

La composition de la basse atmosphère (ou troposphère) de Vénus est présentée dans le tableau 6-3. CO_2 (96,5 %) et N_2 (3,5 %) représentent plus de 99,9 % de la totalité. Viennent ensuite SO_2 (0,02 %), Ar (0,007 %) et Ne (0,001 %). De la vapeur d'eau a été observée, à la fois dans la basse troposphère et dans la mésosphère ; sa concentration décroît de 30 ppm, dans la basse troposphère, à quelques ppm au-dessus des nuages ; H_2O en effet réagit avec SO_2 au niveau des nuages pour former H_2SO_4. Parmi les traces des autres composés détectés, citons OCS, H_2S, HCl et HF, mis en évidence dans la basse atmosphère par spectroscopie infrarouge à partir du rayonnement thermique atmosphérique émis du côté nuit

(voir fig. 6-8). Plus haut en altitude, CO, O_2 et O ont été mis en évidence. Ils proviennent de la photodissociation de CO, par le rayonnement solaire, responsable également de la photo-ionisation au-dessus de 150 km environ. O_2^+ puis O^+ sont alors les ions les plus abondants.

Des mesures précises de l'abondance des gaz rares et des rapports isotopiques de ces gaz rares et d'autres éléments (O, N, H) ont été obtenues grâce aux sondes de descente des missions *Pioneer Venus* et *Venera*. Ces mesures sont présentées ci-après dans le cadre d'une anlyse comparative de l'origine et de l'évolution des planètes telluriques (voir section 6.5.6).

Structure nuageuse

Une caractéristique majeure de l'atmosphère de Vénus est la présence de nuages et de brumes, à des altitudes comprises entre 30 et 80 km. La stratification verticale des nuages semble extrêmement stable. Au-dessous de 30 km, le ciel est toujours « clair ». Au-dessus, on trouve des brumes légères. La base de la couche de nuage forme un écran continu dans le domaine optique, sans jamais laisser percer d'« éclaircie ».En revanche, elle est par endroit transparente dans l'infrarouge proche, ce qui a permis une analyse locale de la basse atmosphère côté nuit par spectroscopie dans l'infrarouge proche (voir fig. 6-8), depuis le sol et l'espace

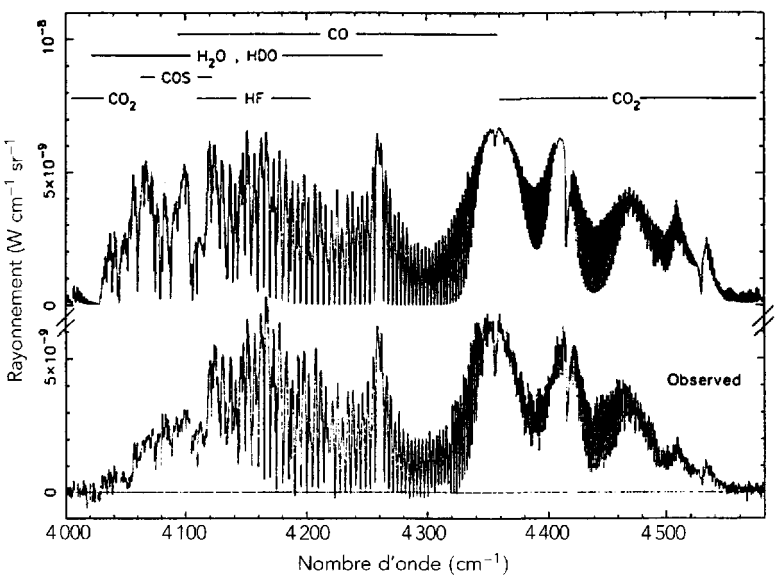


FIG. 6-8 – Le spectre thermique du côté nuit de Vénus, observé dans l'infrarouge proche par spectroscopie à haute résolution au télescope CFH de Mauna Kea (Hawaii). Haut : le spectre synthétique ; bas : le spectre observé. Les molécules responsables des différentes absorptions sont indiquées en haut de la figure. (D'après B. Bézard *et al.*, *Nature*, 345, 508, 1990.)

Tableau 6-3
Composition atmosphérique de Vénus.

Constituants uniformément mélangés

Constituant	Rapport de mélange (ppm = partie par million)
CO_2	$96{,}5 \pm 0{,}8$ %
N_2	$3{,}5 \pm 0{,}8$ %
He	$12\ ^{+24}_{-8}$ ppm
Ne	7 ± 3 ppm
Ar	70 ± 25 ppm
Kr	$0{,}7 \pm 0{,}35$ ppm
	ou $0{,}05 \pm 0{,}025$ ppm

Constituants variables avec l'altitude

Constituant	Rapport de mélange (ppm)	Altitude (km)
CO	350 à 1400	100
	180	90
	< 10	75
	50	64
	30	42
	20	22
H_2O	< 1 à 40	sommet des nuages
	100	< 55
SO_2	0,05	70
	< 10	55
	150	22
H_2S	1	55
	3	< 20
HCl	0,4	64
HF	0,005	64
C_2H_6	2	(?)
O_2	Détecté	

(D'après U. von Zahn *et al.*, dans *Vénus*, D. M. Hunten *et al.*, dir. University of Arizona Press, 1983.)

(expérience *NIMS-Galileo*). Cette couche se termine vers 64 km, surmontée par une nouvelle couche de brumes. La couche de nuages se subdivise elle-même en trois niveaux, selon des critères de concentration et de composition.

Les particules qui constituent ces nuages, ou aérosols, sont principalement de petite taille, c'est-à-dire inférieure à 10^{-2} mm. Dans la couche supérieure, elles sont majoritairement constituées d'acide sulfurique H_2SO_4, en solution aqueuse. Le mécanisme de formation est vraisemblablement similaire à celui qui conduit à la pollution acide terrestre, par réaction de SO_3 sur H_2O, SO_3 provenant de la photochimie de SO_2 stimulée par le rayonnement solaire. Les gouttelettes d'acide sulfurique provoquent une pluie fine, et s'évaporent aux plus basses altitudes. H_2SO_4 se retransforme alors en SO_3 et H_2O dans la basse atmosphère. Au bas de la couche de brumes, le flux ultraviolet solaire est insuffisant pour que la réaction de synthèse acide ait lieu. Le rayonnement ultraviolet de longueur d'onde inférieure à 200 nm pénètre en effet jusqu'à une altitude voisine de 60 km. La zone photochimique de Vénus s'étend par conséquent au-dessus de cette altitude. Dans la basse atmosphère, le soufre provenant de la décomposition thermique de H_2SO_4 pourrait réagir avec la surface pour former, par exemple, $CaSO_4$. Du soufre pourrait aussi être recyclé dans l'atmosphère à partir de la décomposition de composés soufrés de la croûte, tels que FeS_2. Quoi qu'il en soit, la présence de nuages permanents de H_2SO_4 nécessite l'existence d'une source de soufre ; celle-ci pourrait provenir du volcanisme. La figure 6-9 présente un modèle possible du cycle du soufre sur Vénus.

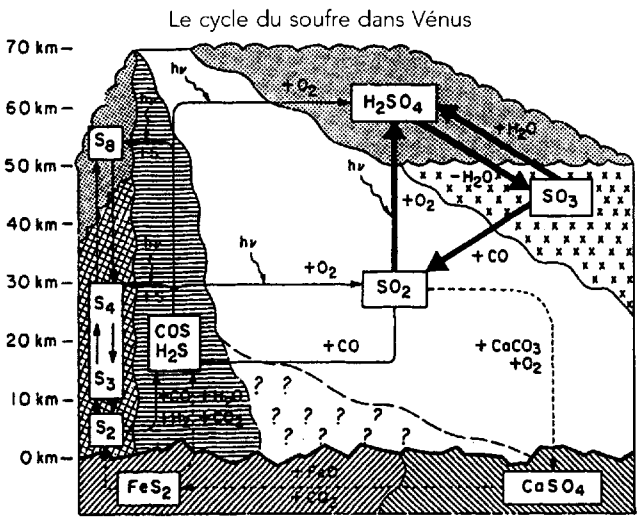


FIG. 6-9 – Un modèle possible du cycle du soufre sur Vénus. (D'après J. S. Lewis et R. G. Prinn, *Planets and Their Atmospheres : Origin and Evolution*, Academic Press, 1984.)

La circulation atmosphérique

La circulation atmosphérique de Vénus nous est connue par les mesures de vents réalisées par effet Doppler depuis les sondes spatiales (et également depuis le sol dans le domaine millimétrique), ainsi que par la surveillance de l'évolution des structures nuageuses à différentes longueurs d'onde.

La circulation atmosphérique de Vénus présente des différences sensibles par rapport à celle de la Terre, et ce en raison de deux facteurs : la très faible vitesse de rotation et l'absence d'inclinaison sur le plan de l'écliptique (et donc l'absence de saisons). L'atmosphère de Vénus est en super-rotation par rapport à sa surface : alors que la planète tourne en 243 jours, les nuages, à une altitude de 60 km, ont une période de rotation zonale de 4-5 jours (soit environ 100 m/s) ; la vitesse de rotation augmente avec l'altitude depuis la surface jusqu'aux nuages. La super-rotation pourrait trouver son origine dans les ondes planétaires (en particulier d'origine thermique, générée par le chauffage local au point subsolaire) qui produirait ainsi un transfert de moment angulaire vers la haute atmosphère.

À la circulation zonale s'ajoute une circulation méridionale plus lente (de l'ordre de 5 m/s au niveau des nuages), caractérisée comme sur la Terre par des cellules de Hadley, avec mouvement ascendant à proximité de l'équateur (généré par le chauffage dû au rayonnement solaire), transport méridional vers les hautes latitudes et mouvement descendant à proximité des pôles. À la différence de la Terre, la circulation méridienne de Vénus semble n'être constituée, au niveau des nuages, que d'une seule cellule dans chaque hémisphère, celle-ci s'étendant jusqu'à 60° de latitude (fig. 6-10).

Au-dessus de 100 km, il existe un autre régime, dominé par un flot zonal se déplaçant du côté nuit au côté jour, conséquence du fort contraste de température jour/nuit existant à ces altitudes.

L'effet de serre et l'évolution de l'atmosphère de Vénus

La présence de H_2O et SO_2 dans les nuages contribue fortement à l'effet de serre sur Vénus, cela bien que H_2O et SO_2 soient des constituants mineurs vis-à-vis de CO_2. Cet effet de serre est responsable de la température très élevée de la basse atmosphère de Vénus : le rayonnement thermique de surface, émis dans l'infrarouge, est absorbé par les différents gaz atmosphériques et excite leurs transitions de vibration-rotation. Cet effet est très important, car le flux solaire capable de chauffer la planète n'atteint pas 5 % du flux incident au sommet de l'atmosphère, compte tenu de l'albédo très élevé du gaz et des nuages, qui absorbent, réfléchissent ou rediffusent plus de 95 % des photons incidents. Le gaz carbonique, malgré sa masse très élevée, ne peut rendre compte à lui seul de l'effet de serre car les bandes d'absorption de CO_2 dans le domaine du spectre thermique de la planète font apparaître des « fenêtres » très larges, par lesquelles le flux pourrait s'échapper. Le rôle de H_2O et de SO_2 est de compléter le spectre d'absorption atmosphérique.

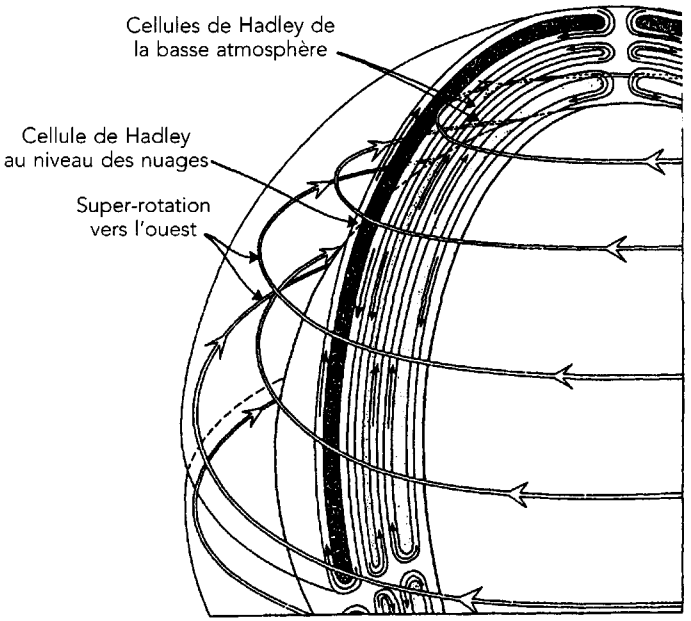


FIG. 6-10 – Un modèle possible de la circulation générale globale de l'atmosphère de Vénus : à la différence des autres planètes telluriques, les cellules de Hadley s'étendent jusqu'au pôle. (D'après G. Schubert, dans « Vénus », D. M. Hunten *et al.*, Edts., 1983.)

La faible concentration actuelle de l'eau dans l'atmosphère de Vénus s'explique par la photodissociation de H_2O, suivie de l'échappement gravitationnel de H. Le flux d'échappement est estimé à 10^8 atomes d'hydrogène par cm^2 et par seconde. Cette vitesse d'échappement, à supposer qu'elle ait été constante pendant toute la vie de la planète, conduirait à une estimation de la teneur en eau initiale très faible. Vénus aurait toujours été une planète extrêmement sèche. L'inconvénient majeur d'un tel modèle est qu'il ne rend pas compte de la très forte température de surface actuelle. En effet, si les concentrations actuelles de CO_2, H_2O et SO_2 peuvent suffire à maintenir une température élevée, il reste à expliquer comment a démarré l'effet de serre. Il s'agit de permettre, à partir d'une température plus faible – imposée probablement par une moindre luminosité solaire initiale –, d'extraire des roches de grandes quantités de CO_2. Une possibilité serait d'admettre que Vénus ait disposé de grandes réserves d'eau, en quantités semblables à celles de la Terre. Un dégazage initial violent, par exemple par volcanisme, aurait pu injecter cette eau dans l'atmosphère, à des taux de l'ordre de 10^{10} H_2O $cm^{-2}s^{-1}$. Cela aurait pu provoquer un accroissement de la température au sol, accélérant le processus de dégazage du CO_2 qui aurait à son tour augmenté l'effet de serre. On aurait alors assisté à un effet d'entraînement, pour aboutir à un système en équilibre, dominé par un échappement beaucoup plus lent de l'eau, correspondant aux conditions actuelles.

Parmi les tests d'évolution atmosphérique, le rapport isotopique de l'hydrogène D/H est l'un des plus sensibles. En effet, dans l'hypothèse d'un dégazage violent de type volcanique, on ne s'attend guère à un fractionnement de ce rapport, les deux isotopes ayant dans ces conditions des comportements similaires. Ce n'est en revanche pas le cas lors d'un échappement gravitationnel faisant suite à une photo-ionisation. Ce processus favorise la libération des éléments les plus légers, et il devrait alors en résulter un rapport D/H atmosphérique très enrichi par rapport aux valeurs initiales. Les mesures effectuées, aussi bien par les sondes spatiales que par spectroscopie infrarouge depuis le sol (D/H = 120) confirment l'existence d'un tel enrichissement.

6.3 La Terre

L'étude de la Terre relève d'une extrême variété de disciplines, qu'il serait illusoire de vouloir rassembler dans le cadre de cet ouvrage. Ainsi, la seule évolution de la Terre fait appel aux diverses spécialités de la géologie et de la géophysique, auxquelles se sont adjointes la physique du solide et la physique nucléaire, l'hydrodynamique, la physique des plasmas, la chimie et la biologie. Notre connaissance de la machine terrestre et de son histoire a donc au plus haut point bénéficié des avancées impressionnantes réalisées dans de nombreux domaines de la science. Notre représentation de la place même de la Terre dans l'Univers, tout comme la question de l'unicité de l'apparition de systèmes vivants, ont très rapidement évolué au cours des dernières décennies.



FIG. 6-11 – La Terre photographiée par le satellite *Meteosat* (Avec l'aimable autorisation de l'Agence spatiale européenne.)

Une étape décisive a été franchie grâce à la capacité que s'est donnée l'homme de se satelliser lui-même autour de la Terre, puis de « quitter » l'attraction gravitationnelle de la Terre, c'est-à-dire de s'échapper avec une vitesse supérieure à la vitesse de libération, en inaugurant ainsi l'ère des voyages interplanétaires. Il en est résulté une banalisation de la Terre comme planète. Plus récemment, la non-détection d'activité biologique, fût-elle fossile, à la surface des autres planètes du système solaire a fait lentement évoluer cette représentation, pour mettre en valeur la grande spécificité des caractéristiques physiques de cette planète : la composition et la dynamique atmosphériques, la présence d'une tectonique de plaques, en sont des exemples. À l'heure actuelle, malgré la qualité des expériences engagées pour comprendre les processus responsables de ces spécificités, bien des questions restent ouvertes. L'objet de ce chapitre est de faire le bilan des connaissances acquises du point de vue strictement planétologique.

6.3.1 Caractéristiques orbitales

La Terre est la troisième planète du système solaire par sa distance héliocentrique, et la plus massive des planètes internes. Les tableaux 1-1 et 1-3 du chapitre premier rassemblent les données orbitales et les caractéristiques physiques macroscopiques essentielles.

La trajectoire de la Terre autour du Soleil, qui définit le plan de l'écliptique, n'est pas strictement circulaire. L'excentricité de l'ellipse, quoique faible, entraîne une différence entre les distances héliocentriques minimale (au périhélie) et maximale (à l'aphélie) de 5 millions de km, c'est-à-dire de 3,3 %. L'énergie solaire reçue au niveau de la Terre, qui dépend du carré de la distance héliocentrique, varie donc de plus de 6,5 % entre l'hiver et l'été. Ce n'est cependant pas cette variation qui est responsable de l'existence des saisons terrestres, mais la forte obliquité (23°27′) de l'axe de rotation par rapport à la normale à l'écliptique.

On admet généralement que l'origine de cette obliquité réside dans les chocs avec des objets protoplanétaires (météorites) survenus au cours du processus de formation de la Terre ou dans les quelques centaines de millions d'années qui ont suivi. Des modèles numériques de l'évolution dynamique des planètes ont montré que l'obliquité des planètes pouvait subir de fortes variations au cours de leur histoire ; dans le cas de la Terre, la présence de la Lune aurait eu pour effet de stabiliser l'axe de rotation de la planète. La période de rotation de la Terre, quant à elle, a évolué depuis son origine, ce qui est donc aussi le cas de la durée du jour terrestre. L'effet de marée dû à la Lune, discuté au chapitre suivant, induit tout à la fois un ralentissement de la rotation de la Terre et un éloignement corrélé de la Lune. L'augmentation monotone de la durée du jour a été mise en évidence en mesurant la variation avec l'âge de l'épaisseur des anneaux qui croissent durant le jour sur certains micro-organismes. Au cours des derniers 400 millions d'années, il semble que le jour ait en moyenne augmenté de dix à vingt millionièmes de seconde par an. Étant donné que les effets de marée ne semblent pas pouvoir induire de modifications importantes de la durée de l'année, c'est le nombre de

jours par an qui diminuerait ainsi avec le temps, d'un jour environ tous les dix millions d'années.

Le mouvement de rotation de la Terre est gyroscopique : la direction de l'axe de rotation n'est pas fixe mais décrit un cône, d'ouverture 23°27′ (c'est l'obliquité) autour de la normale à l'écliptique. Ce mouvement de précession est dit de précession des équinoxes : la ligne des équinoxes tourne lentement dans le ciel, à la vitesse angulaire de 50,3" par an, ce qui correspond à une période de 26 000 ans. Pour un observateur terrestre, la position des étoiles dans le ciel, par rapport an pôle nord terrestre, varie donc avec le temps, ce que Hipparque avait mis en évidence plus d'un siècle avant notre ère, en comparant ses observations à celles de Timocharis, alors vieilles de 150 ans.

La précession des équinoxes résulte de ce que l'attraction gravitationnelle du Soleil et celle de la Lune s'exercent sur un corps non parfaitement sphérique, en rotation autour d'un axe incliné sur l'écliptique : son point d'application n'est pas strictement confondu avec le centre de masse. Le couple résultant tend à ramener le renflement équatorial dans le plan de l'écliptique.

D'autres variations avec le temps des paramètres orbitaux proviennent des perturbations gravitationnelles des autres planètes du système solaire, c'est-à-dire pour l'essentiel de Jupiter. Citons la variation de l'excentricité de l'orbite, de période 100 000 ans, la rotation de la ligne des apsides (extrémités du grand axe de l'ellipse) ou précession du périhélie, et la variation de l'obliquité, qui passe de 21,5° à 24,5° avec une période de 41 000 ans.

Au total, l'effet sur le climat des variations annuelles de l'ensoleillement de la Terre (de plus de 6 %) évolue au cours du temps selon les latitudes, avec un certain nombre de périodicités aujourd'hui bien établies. C'est ainsi qu'à l'heure actuelle, la Terre est au périhélie le 3 janvier : c'est en hiver, dans l'hémisphère nord, que le Soleil est le plus proche. On s'attend donc que les variations climatiques saisonnières soient moins marquées dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud, où le Soleil est plus proche l'été et plus éloigné l'hiver. En raison de la précession des équinoxes, cette situation s'inversera dans une dizaine de milliers d'années. Bien entendu, une climatologie précise doit prendre en compte d'autres facteurs, et en particulier les effets océaniques qui présentent une forte asymétrie nord/sud. Ce sont néanmoins des effets astronomiques qui sont à l'origine de la théorie contemporaine des variations climatiques, et qui rendent compte en particulier de la périodicité des époques glaciaires.

6.3.2 Structure interne

La structure de la Terre est reconstituée à partir de plusieurs sources d'informations. La première indication est celle de la densité moyenne de la Terre (5,5 g/cm^3), qui diffère de celle (voisine de 3 g/cm^3) des silicates qui constituent l'essentiel des roches de surface, ce qui suggère une hétérogénéité de composition, avec des matériaux plus denses vers l'intérieur. Toutefois, les échantillons les plus profonds dont on peut analyser la composition, émis lors des éruptions volca-

niques, ne proviennent que des premières centaines de kilomètres, où dominent très largement les silicates.

Un sondage plus profond ne peut être fait qu'assez indirectement, par séismographie (ou sismographie). Lors des séismes, ainsi qu'à la suite des explosions artificielles souterraines, des ondes de pression se propagent à travers tout le globe. On les détecte en diverses stations réceptrices à la surface de la Terre. L'analyse de la variation temporelle de l'amplitude donne accès à la vitesse de propagation des ondes, elle-même liée à la densité et aux propriétés élastiques des milieux traversés. Les deux composantes, transverse (onde S) et longitudinale (onde P) de l'onde de pression, ont des comportements différents dans des milieux de propriétés différentes. Ainsi, une onde S ne se propage que dans un milieu solide, à l'inverse des ondes P qui peuvent se déplacer en milieu liquide ou solide. L'analyse des enregistrements sismiques ne permet pas de déterminer la valeur de la densité des différents milieux traversés, mais conduit à définir des discontinuités de densité. En multipliant les mesures, pour un grand nombre de stations, on obtient un modèle de structure interne faisant apparaître plusieurs couches (voir fig. 6-12) : un noyau central, qui s'étend jusqu'à un rayon de 3 400 km, est entouré d'un manteau, épais de 2 900 km, surmonté d'une fine croûte (10 à 40 km). La discontinuité entre croûte et manteau porte le nom de moho, en souvenir du géophysicien yougoslave Mohorovicic (1857-1936) qui l'a découverte en 1909.

Noyau, manteau et croûte diffèrent par leur composition minéralogique. La croûte, composée de silicates d'aluminium, calcium, potassium et sodium, est directement accessible à l'analyse, ainsi que le manteau externe. La composition du manteau interne et celle du noyau sont déduites de modèles et de données de laboratoire concernant la densité et les propriétés mécaniques de différents matériaux en fonction de la température et de la pression. On pense ainsi que le manteau est constitué de silicates ferro-magnésiens, c'est-à-dire essentiellement d'olivines. Une conséquence importante de la différence de composition entre croûte et manteau est que la densité du manteau est plus grande que celle de la croûte. Quant au noyau, son constituant principal serait le fer, probablement sous la forme d'alliages avec du nickel, mélangé à des éléments plus légers, oxygène et soufre.

Toutefois, cette division en noyau, manteau et croûte ne rend que très partiellement compte de l'hétérogénéité physique du globe. Tout d'abord, la croûte terrestre est constituée de deux types de terrains extrêmement différents : les continents et les océans. Les continents sont de composition générale granitique tandis que les planchers océaniques sont constitués de roches basaltiques. La distinction entre océans et continents, du point de vue géologique, ne correspond pas à celle du langage courant, qui provient de la seule répartition des masses d'eau sur Terre. À l'heure actuelle, l'eau recouvre non seulement les planchers océaniques mais également une grande partie des continents. Il faudrait que le niveau moyen descende notablement pour que l'eau ne recouvre plus que de la croûte océanique. L'eau disparaîtrait-elle, persisterait alors une variété de terrains géologiques différents par l'âge, l'origine, la composition et les propriétés physiques.

Sous la croûte terrestre, le manteau, rigide en surface, devient visqueux (magma) au-delà d'une profondeur voisine de 100 km. Cette couche plus « molle » porte le nom d'asthénosphère. Tout ce qu'elle supporte est la lithosphère, qui regroupe les parties externes du manteau et la croûte de surface (voir fig. 6-12). Ce qui distingue le manteau supérieur, qui appartient à la lithosphère, du manteau intérieur ne serait pas la composition chimique mais la composition minéralogique, due à l'augmentation de la pression vers l'intérieur : en ce qui concerne le manteau externe, on considère généralement que les roches sont des péridotites, mélanges de pyroxènes et d'olivines.

Au-delà d'une profondeur de 2 900 km, les ondes S cessent de se propager, ce qui indique l'existence d'une phase liquide. C'est ainsi que l'on considère que le noyau se divise en une graine interne, rigide, jusqu'à un rayon de 1 250 km environ, entourée d'un noyau externe, liquide.

Le profil thermique de la Terre, en accord avec cette structure, pourrait être le suivant : en surface, la température, égale à 288 K, s'explique par l'échauffement dû au rayonnement solaire, absorbé dans les quelques mètres superficiels. La température augmente progressivement avec la profondeur, pour atteindre plus de 3 000 K à l'interface entre manteau et noyau, et peut-être 5 000 K au centre de la graine, où la pression serait de plusieurs mégabars.

Ainsi décrits, les modèles de structure interne déduits des données sismographiques présentent une symétrie sphérique. En réalité, un examen plus attentif révèle des écarts importants par rapport à cette symétrie, notamment en ce qui concerne la lithosphère. La croûte terrestre est de densité moindre que celle du

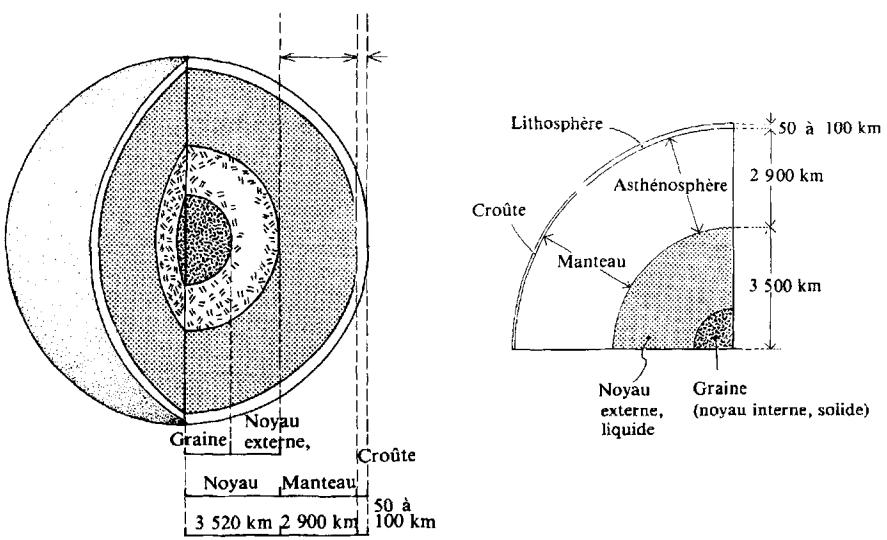


FIG. 6-12 – Coupe schématique de la Terre, indiquant la structure en noyau, manteau, croûte ou en noyau, asthénosphère, lithosphère.

manteau sous-jacent. En particulier, les continents « flottent » sur le manteau externe, à l'instar de glaçons dans l'eau, c'est-à-dire selon un équilibre résultant du principe d'Archimède. S'agissant de masses solides, ce principe prend le nom d'isostasie : dans le manteau, chaque élément de surface d'un même plan horizontal soutient une masse égale de matière. Les continents ayant, de plus, une densité plus faible que les océans, le moho, qui se situe à une profondeur de quelques kilomètres sous le plancher océanique, peut atteindre une profondeur de dix à presque cent kilomètres sous les continents. Cette profondeur évolue avec le temps : l'érosion superficielle des continents entraîne un relèvement d'ensemble, à l'instar d'un bateau qui se soulève alors qu'on le vide partiellement.

L'existence d'une géographie des couches superficielles de la Terre s'interprète dans le cadre de la théorie contemporaine de la tectonique des plaques.

6.3.3 La tectonique des plaques

C'est à Wegener (1880-1930) que l'on doit d'avoir assis sur des bases rigoureuses, entre 1910 et 1930, l'idée que les continents « dérivent », c'est-à-dire se déplacent les uns par rapport aux autres, à des vitesses de quelques cm/an. Ainsi, l'Afrique et l'Amérique du Sud s'éloignent au cours du temps, laissant se développer l'océan Atlantique.

Les preuves expérimentales abondent aujourd'hui, qui mettent en évidence le mouvement relatif des divers continents du globe, et indiquent qu'ils étaient soudés en un seul ensemble il y a environ 250 millions d'années. On peut citer en premier lieu les similitudes des côtes de part et d'autre des mers et océans : Brésil et golfe de Guinée, péninsule Arabique et « corne africaine », etc. En second lieu, des formations géologiques se poursuivent par-delà les mers : les transitions entre socle cristallin et terrains sédimentaires se raccordent parfaitement entre l'Amérique du Sud et l'Afrique, une fois ces formes « emboîtées » sur une carte d'où aurait disparu l'Atlantique. De même, on retrouve des fossiles identiques d'espèces rares en Afrique australe et au Brésil, ce qui laisse supposer qu'ils étaient jadis en contact : une dissémination *via* l'océan aurait engendré une prolifération plus générale.

Une indication supplémentaire provient du paléomagnétisme. Les minéraux magnétiques perdent leur aimantation lorsque leur température dépasse le point de Curie. Ainsi, lors d'une éruption volcanique, les laves incandescentes sont « désaimantées ». En se refroidissant, les minéraux magnétiques (tels que la magnétite, Fe_3O_4) acquièrent des propriétés caractéristiques du champ magnétique terrestre au lieu et à la date de leur cristallisation. En analysant des grains magnétiques piégés dans des strates sédimentaires, que l'on peut dater indépendamment, on peut suivre l'évolution dans le temps de l'orientation et de l'intensité du champ magnétique. Étant donné qu'il s'agit d'un champ dipolaire, ces caractéristiques sont fonction de la latitude. En conséquence, une variation dans le temps de l'orientation du champ en un lieu donné indique que ce lieu s'est déplacé. C'est ainsi que l'on peut suivre la dérive des divers continents avec le temps.

La reconstitution de la dérive permet de remonter à – 250 millions d'années. Alors, semble-t-il, un seul continent, la Pangée, était entouré d'un océan géant, la Panthalassa. La Pangée s'est fracturée tout d'abord en deux fragments d'importance à peu près égale : l'Eurasie et l'Amérique du Nord, communiquant par la Scandinavie et le Groenland – se séparèrent lentement de l'Amérique du Sud, soudée à l'Afrique, l'Antarctique et l'Australie. Puis les océans Indien et Arctique, la mer Méditerranée, s'ouvrirent. L'Afrique se séparait de l'Amérique, et l'Inde, dérivant vers le nord, entra en collision avec l'Asie. Il en est résulté le plus grand plissement continental, la chaîne de l'Himalaya. Ce mouvement se poursuit aujourd'hui, à une vitesse de quelque 5 cm/an.

La dérive des continents est une manifestation, une conséquence, d'une activité plus globale de la lithosphère terrestre. Les continents ne sont pas seuls à se déplacer. Entre les continents, les « planchers océaniques » suivent des mouvements similaires. Il y a fabrication permanente de plancher, à partir du matériau du manteau qui, chauffé, remonte par convection vers la surface. Il émerge en des zones dites « dorsales », où son refroidissement provoque la coulée de plancher nouveau. Les dorsales océaniques, d'une longueur totale de plus de 50 000 km, constituent des reliefs importants, pouvant atteindre plusieurs milliers de mètres ; ces derniers sont pour l'essentiel situés sous l'eau, mais affleurent parfois au contact direct de l'atmosphère, comme c'est le cas pour l'Islande ou les Afars.

La production de plancher ne provoque pas l'augmentation de la surface de la Terre. Elle s'accompagne de la disparition en quantité égale de plancher qui retourne au manteau en des zones dites de subduction, qui constituent des fosses océaniques (voir fig. 6-13). Au total, la lithosphère est ainsi divisée en une dizaine de grandes plaques, délimitées par les dorsales d'un côté, les fosses de l'autre (fig. 6-14). Ces plaques, quoique rigides, sont en perpétuel mouvement, à des vitesses de 2 à 10 cm/an. Ce mouvement est rendu possible par les propriétés élastiques de l'asthénosphère sur laquelle elles reposent.

Dans leur mouvement, les plaques lithosphériques entraînent celui des continents qu'éventuellement elles portent. Il y a cependant une différence fondamen-

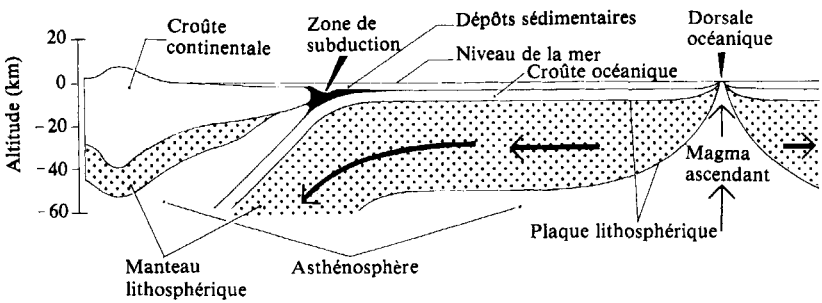


FIG. 6-13 – Vue schématique, en coupe, d'une portion de la lithosphère terrestre. L'échelle verticale est volontairement dilatée. (D'après B. W. Jones, *The Solar System*, Pergamon Books Ltd., © 1984.)

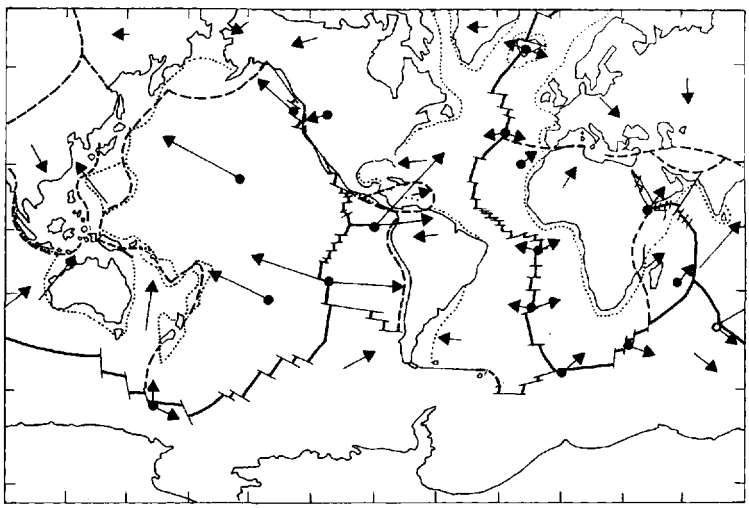


FIG. 6-14 – Cette carte établie par Jason Morgan décrit le mouvement des plaques *de manière absolue* par rapport au repère fixe que constitue la trame des *hot spots*. Chaque flèche a une longueur proportionnelle à la vitesse absolue de la plaque. (C. Allègre, *L'Écume de la Terre*, Fayard, 1983. Avec l'aimable autorisation des Éditions Fayard.)

tale entre le mouvement du plancher et celui des continents : alors que le plancher, créé au niveau des dorsales, retourne au manteau par subduction dans les fosses, les continents, de plus faible densité, ne peuvent s'enfouir dans les zones de subduction. Ils sont insubmersibles.

Le plancher océanique est donc pour l'essentiel constitué d'un matériau jeune, l'intervalle de temps entre la création, par une dorsale, et l'enfouissement au niveau d'une fosse ne dépassant pas 100 à 200 millions d'années. Et ce, par contraste avec l'âge des continents qui peut dépasser trois milliards d'années, comme c'est le cas pour certains terrains groenlandais, qui sont vraisemblablement constitués des plus vieilles roches terrestres.

Un effet direct du mouvement des plaques est l'orogénèse, ou génèse des montagnes. Celle-ci se produit, essentiellement, au niveau des zones de subduction, où deux plaques, en mouvements contraires, se heurtent. Deux cas particuliers doivent être mentionnés. Le premier est celui du choc entre deux plaques dont l'une porte un continent. Lorsque celui-ci parvient au niveau de la fosse, il y a blocage de son mouvement, ce qui se traduit par l'apparition d'une chaîne montagneuse parallèle à la fosse. Un exemple typique en est celui de la plaque Amérique du Sud qui, sur son front ouest, est en contact avec une zone de subduction, la fosse Pérou-Chili. Celle-ci l'empêche de dériver plus à l'ouest, ce qui a provoqué l'apparition du massif montagneux de la cordillère américaine. Ce n'est pas le cas par exemple de l'Afrique, située entre les deux dorsales médio-atlantique et médio-indienne (fig. 6-15).

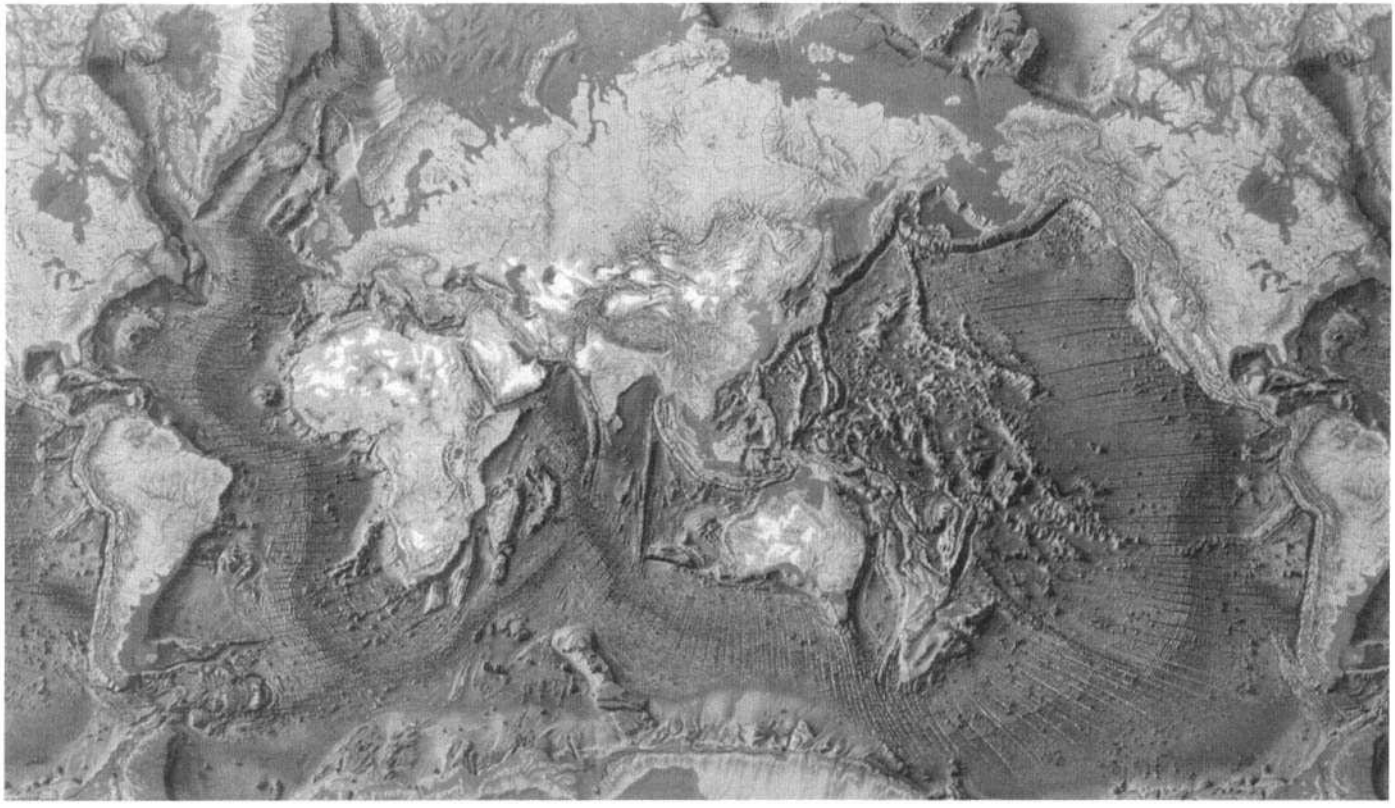


FIG. 6-15 – Carte du fond des océans. (M. Tanguy de Rémur, © Éditions Hachette « Guides Bleus ». Avec l'aimable autorisation de l'éditeur.)

Le second cas est représenté par le choc qui se produit entre plaques se traduisant par celui de deux continents, arrivés tous deux au niveau d'une même zone de subduction. Ainsi la collision entre la plaque africaine, dans sa dérive nord-est, et la plaque européenne est-elle à l'origine de la formation des Alpes. De même, l'Inde, qui s'est séparée de l'Afrique il y a environ 120 millions d'années, s'est mise à dériver vers le nord, pour entrer en collision avec la plaque Asie au niveau d'une zone de subduction située en bordure de l'actuel Tibet. La « soudure » de l'Inde et de l'Asie s'est accompagnée de la formation de la chaîne de l'Himalaya.

L'énergie capable de mettre en mouvement ces plaques, et qui se manifeste en particulier par l'orogenèse, provient du manteau et peut-être aussi du noyau. Dans le manteau, la source en est vraisemblablement la désintégration radioactive des isotopes à longue période, c'est-à-dire de l'uranium (^{235}U et ^{238}U), du thorium (^{232}Th) et du potassium (^{40}K), dont les durées de vie sont respectivement de $7{,}10 \times 10^8$ et $4{,}51 \times 10^9$ ans, de $1{,}41 \times 10^{10}$ et $1{,}28 \times 10^9$ ans. Dans le noyau, la libération d'énergie pourrait provenir de la solidification progressive du noyau externe, liquide. Ces sources de chaleur, même réparties uniformément dans le volume, conduisent à un profil de température caractérisé par une décroissance monotone de la température T avec le rayon r : l'énergie ne peut s'évacuer que par rayonnement à la surface. Le régime thermique peut *a priori* être un régime de conduction ou de convection, selon la valeur absolue du gradient thermique dT/dr. On ne peut mesurer celui-ci que dans la croûte, où il est voisin de 25 K/km. Dans ces conditions, le transfert de chaleur vers l'extérieur s'opère par conduction. Dans le cas de l'asthénosphère, on considère au contraire que le transfert est convectif. Le matériau chaud, de densité moindre, remonte au travers du matériau plus froid. Ce mouvement ascendant débouche, en surface, principalement au niveau des dorsales. À l'opposé, ce serait par les zones de subduction que s'amorceraient les mouvements de descente du matériau plus froid, donc plus dense. Ces courants de convection du manteau se propagent, semble-t-il, à des vitesses de quelques mètres par an au plus : il ne s'agit pas d'un milieu liquide, mais solide, et ce n'est qu'à l'échelle de centaines de milliers d'années que le manteau se comporte comme un fluide convectif.

L'activité sismique et le volcanisme sont des manifestations du mouvement des plaques. Les plaques se déplacent sans se déformer. Aussi, c'est au niveau des frontières entre plaques que se libère l'essentiel de l'énergie interne. Ces frontières sont de trois types : dorsales, fosses et failles. Le mouvement complexe des plaques les unes par rapport aux autres est en effet à l'origine de « failles transformantes », qui sont les lieux privilégiés de l'activité sismique à la surface de la Terre. On distingue les failles ayant cisaillé les dorsales, comme c'est le cas tout au long de la dorsale médio-atlantique ; les failles déchirant ou joignant les fosses entre elles, telles les failles méditerranéennes, le long desquelles se sont localisés les grands séismes de Turquie et de Yougoslavie ; les failles joignant dorsales à fosses, comme c'est le cas de la faille de San Andreas, responsable de la grande séismicité californienne. Les séismes à l'aplomb des zones de subduction provien-

nent du relâchement des contraintes mécaniques géantes, accumulées dans la zone de plissement d'une plaque obligée de passer sous une autre. En effet, le mouvement régulier de dérive d'une plaque, qui se chiffre en cm/an, contraint les plaques à leur frontière de subduction. L'enfouissement des plaques dans le manteau s'opère par à-coups, lorsque l'énergie emmagasinée dépasse une valeur critique. Plusieurs mètres de plaques disparaissent alors en s'enfonçant, ce qui provoque un violent « tremblement de terre ». Lorsque celui-ci est essentiellement sous-marin, il s'accompagne d'un raz de marée. Tel est par exemple le cas des séismes du Japon.

Les dorsales océaniques et les zones de subduction sont également le siège d'une forte activité volcanique. Les premières, à l'exception de l'Islande, sont donc responsables du volcanisme sous-marin, Quant aux volcans du Japon, de l'île de la Sonde, des Philippines, d'Amérique centrale ou latine, ils correspondent aux zones de subduction. On observe donc que les terrains volcaniques, situés à la frontière

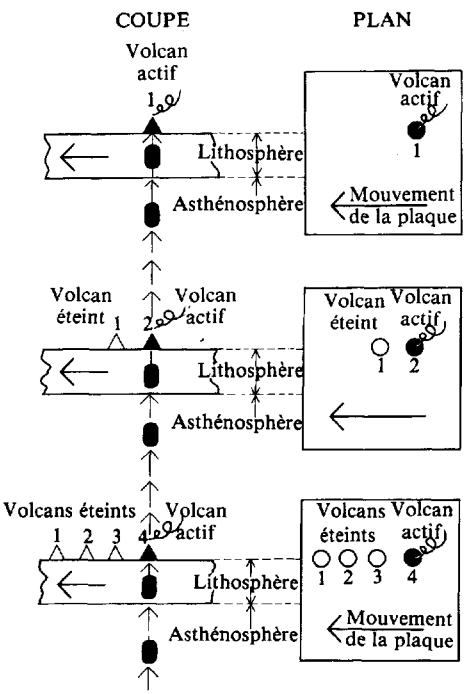


FIG. 6-16 – Schéma expliquant la formation d'une chaîne volcanique. Un point fixe situé sous la lithosphère émet des « bulles » de magma. La lithosphère défile au-dessus de ce point chaud et se trouve donc « poinçonnée » par les bulles de magma donnant naissance à la surface à une série de pustules. Le résultat est un alignement des structures de perforation. C'est le cas notamment des volcans d'Hawaii. Ce modèle est représenté ici à la fois en coupe et en plan selon la représentation duale des sciences de la Terre. (C. Allègre, *L'Écume de la Terre*, *ibid.*)

de plaques, sont propices à une forte activité, tout à la fois sismique et volcanique. En revanche, les failles transformantes sont à l'origine de séismes, mais pas de volcanisme (Turquie, Californie, Mexique, etc.).

Quoiqu'elle ait eu de grandes difficultés à s'imposer, la théorie de la tectonique des plaques parvient aujourd'hui à rendre compte de l'essentiel de l'activité géologique. Il faut toutefois constater que certaines observations relèvent d'une interprétation plus complexe, sans pour autant que soient remis en cause les principes de la tectonique des plaques. Par exemple, l'affirmation selon laquelle l'activité géologique se concentre au niveau des frontières entre plaques est contredite par une série de faits : présence de volcans à l'intérieur d'une plaque, tels les volcans hawaiiens et les très nombreux volcans sous-marins du Pacifique ; très forte séismicité de la Chine ; orogenèse des Pyrénées, etc. Pour expliquer l'origine des volcans intraplaquistes, on a proposé le schéma suivant : des sources de chaleur situées profondément sous la lithosphère, dites points chauds (*hot spots*), engendreraient des panaches ascendants de magma, affleurant non seulement au niveau des dorsales, mais également en divers points, fixes, du globe. L'éjection sporadique de ce magma, au travers d'une lithosphère en mouvement, serait responsable de l'existence d'archipels volcaniques alignés, selon l'image de la perforation d'un ruban qui défile (voir fig. 6-16 et 6-17). Quant à l'activité orogénique ou sismique intracontinentale, elle résulterait de ce que les continents, fragilisés au cours de leur mouvement et de leurs collisions, répercuteraient loin vers l'intérieur les tensions accumulées au niveau des chocs.

On conçoit ainsi qu'au cours de leur vie, les continents se soient accrétés, heurtés, fissures, soudés, etc. La mosaïque des plaques actuelles, nous le savons, n'a cessé d'évoluer au cours des derniers 250 millions d'années. On est capable

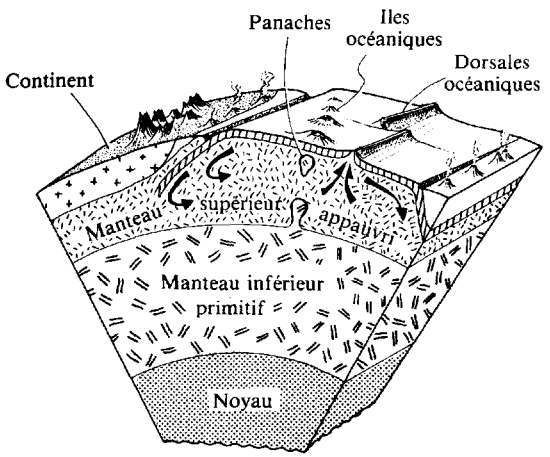


FIG. 6-17 – Cette coupe de la Terre jusqu'au noyau est destinée à montrer comment on peut concevoir les relations qui existent entre les réservoirs profonds, tant en ce qui concerne les transferts de chaleur que de matière. (C. Allègre, *L'Écume de la Terre*, *ibid.*)

aujourd'hui de suivre ainsi l'histoire de la destruction de la Pangée et l'évolution géologique qui en a résulté. On ne possède en revanche guère d'informations sur ce que furent les continents, préalablement à leur phase unifiée : la Pangée est-elle apparue au cours du mouvement incessant de continents, peu avant de se fracturer, ou s'agissait-il d'une construction stable depuis plusieurs milliards d'années ? Ce que l'on sait aujourd'hui de l'origine de la dérive des continents semble faire pencher pour la première hypothèse.

6.3.4 Le champ magnétique terrestre

La présence d'un milieu métallique liquide – le noyau externe – est à l'origine du champ magnétique terrestre. En effet, la mise en rotation de ce fluide, que ce soit par suite de la rotation de la Terre ou à cause d'une convection thermique, donne naissance à des courants électriques, le long de lignes fermées : le champ magnétique qui en découle est de type dipolaire, c'est-à-dire qu'à une distance grande par rapport aux dimensions des boucles de courant, la forme des lignes de champ, indépendante de celle des lignes de courant, est celle du champ créé par un dipôle magnétique qui serait situé au centre magnétique de la Terre. Par analogie avec une dynamo électrique, qui convertit une énergie cinétique en énergie électrique, on qualifie de dynamo la théorie expliquant l'origine du champ magnétique terrestre (voir section 5.3.3).

Tel qu'on le reconstitue d'après ses caractéristiques à la surface du globe, le champ magnétique terrestre possède un axe de symétrie, l'axe des pôles magnétiques, légèrement décalé (de 11°) par rapport à l'axe de rotation de la Terre. Le centre magnétique de la Terre, intersection de l'axe et de l'équateur magnétiques, serait alors distinct du centre de masse de la Terre. En tout point à la surface du globe, on caractérise le champ géomagnétique par son intensité et sa direction, laquelle est définie par l'angle de déclinaison, entre les directions des nords géographique et magnétique, et l'angle d'inclinaison, entre le champ magnétique et le plan horizontal local.

Le moment dipolaire magnétique de la Terre est de 8×10^{15} Tm^3. L'intensité du champ est plus faible à l'équateur qu'aux pôles. Les valeurs actuelles sont respectivement de 30 000 gamma et de 60 000 gamma (0,3 et 0,6 gauss). En outre, les cartes donnant la distribution de l'intensité du champ magnétique à la surface du globe font clairement apparaître des écarts importants avec un champ parfaitement dipolaire. Il s'agit d'anomalies magnétiques, positives ou négatives, qui peuvent exister à petite échelle (locale, régionale) ou à l'échelle de continents : anomalie positive de la Sibérie orientale, anomalie négative du Brésil. On attribue ces écarts à l'influence du matériau de surface terrestre.

On a mis en évidence une lente variation avec le temps de l'inclinaison magnétique, qui dérive vers l'ouest d'environ 0,15°/an, ainsi que de l'intensité au champ magnétique, qui diminue d'environ 20 gamma/an. On considère généralement que ces variations, dont l'origine est mal comprise, refléteraient celles de la vitesse et de la forme de l'écoulement au sein du noyau externe de la Terre.

Plus intrigante encore est l'inversion de la direction du champ magnétique terrestre, nettement mise en évidence en ce qui concerne les derniers millions d'années. On ne sait pas encore s'il s'agit d'une rotation progressive de l'axe magnétique, faisant passer le pôle nord au sud, et inversement, ou s'il s'agit d'une variation de l'intensité du champ, qui diminue jusqu'à zéro avant de s'inverser. Ces inversions permettent de définir des « époques », correspondant à l'orientation actuelle ou inverse du champ, aux durées typiques de l'ordre du million d'années qui se sont succédé au cours des derniers millions d'années. Cependant, on observe durant ces époques des périodes plus courtes, ou « événements », durant lesquelles le champ s'est également inversé. On n'a pas encore trouvé de loi simple pour rendre compte des inversions observées.

Ces modifications des propriétés du champ magnétique terrestre se retrouvent, fossilisées, dans les minéraux magnétiques cristallisés à des périodes différentes mais connues. C'est ainsi que le paléomagnétisme permet de suivre les dérives continentales et l'expansion des planchers océaniques, fournissant les indices les plus rigoureux à l'appui de la théorie de la tectonique des plaques lithosphériques.

Les lignes du champ magnétique au-dessus de la surface terrestre ne sont pas celles d'un champ dans le vide. En effet, l'interaction avec le champ magnétique interplanétaire, gelé dans le plasma que constitue le vent solaire, se traduit par une structure caractéristique, illustrée sur la figure 6-18.

L'écoulement supersonique du vent solaire se traduit par la présence d'une onde de choc stationnaire, en avant d'une magnétopause qui est la surface d'équilibre des pressions magnétiques terrestre et interplanétaire (de l'ordre de quelques gamma). Dans la direction solaire, la magnétopause se situe à environ dix

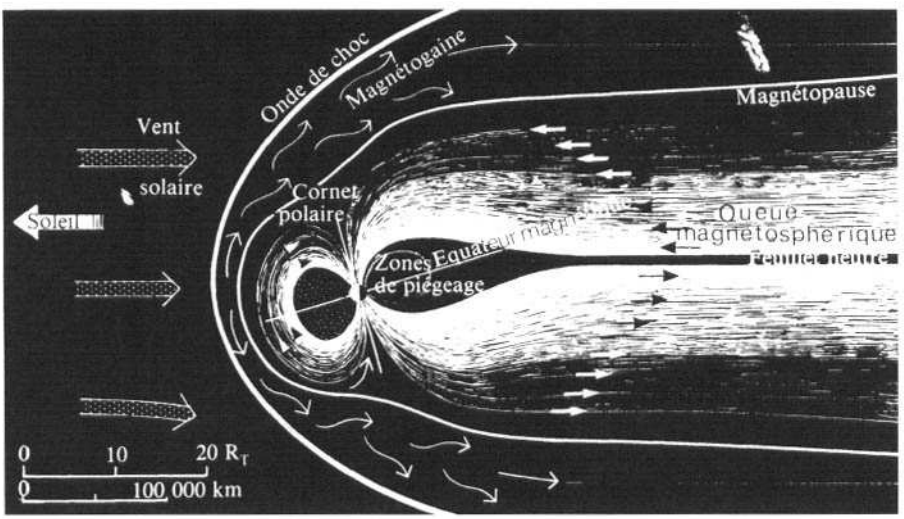


FIG. 6-18 – Sur cette représentation de la magnétosphère terrestre apparaissent les principales caractéristiques de l'interaction du vent solaire et du champ géomagnétique.

rayons terrestres. Dans la direction anti-solaire se développe une queue géomagnétique, de plusieurs dizaines de rayons solaires de diamètre, et qui s'étend à plus de 80 rayons terrestres (500 000 km). Ainsi, la Lune, dans son mouvement de rotation autour de la Terre, passe-t-elle plusieurs jours par mois dans cette queue géomagnétique.

Cette structure du champ magnétique terrestre, dominée par son caractère dipolaire et son interaction avec le champ interplanétaire, a un effet important sur l'ionosphère. Nous l'étudierons après avoir introduit l'atmosphère terrestre dans son ensemble.

6.3.5 L'atmosphère actuelle

Composition atmosphérique

La pression atmosphérique au niveau de la mer correspond à une valeur de 10 360 kg/m^2 (1,013 bar). La rapide décroissance de la pression avec l'altitude (90 % de la masse atmosphérique se situe entre 0 et 16 km d'altitude) permet de définir sa composition comme celle du voisinage immédiat de la surface (tableau 6-4). La principale spécificité de l'atmosphère terrestre est sans aucun doute qu'elle contient une grande concentration d'oxygène moléculaire. Cela est directement lié à la présence d'organismes vivants qui synthétisent des tissus organiques à partir de gaz carbonique et d'eau, et libèrent de l'oxygène O_2. Cette synthèse est activée par le rayonnement solaire (photosynthèse).

Tableau 6-4
Composition de l'atmosphère basse de la Terre

Gaz		Proportion (en volume)	Composition isotopique (%)
Azote	N_2	78,084 ± 0,004 %	^{14}N : 99,63 ; ^{15}N : 0,37
Oxygène	O_2	20,946 ± 0,002 %	^{16}O : 99,759 ; ^{17}O : 0,037 ; ^{18}O : 0,204
Argon	A	0,934 ± 0,001 %	^{36}A : 0,337 ; ^{38}A : 0,0063 ; ^{40}A : 99,60
Gaz carbonique	CO_2	0,035 ± 0,001 %	^{12}C : 98,89 ; ^{13}C : 1,11
Néon	Ne	18,18 ± 0,04 ppmv	^{20}Ne : 90,92 ; ^{21}Ne : 0,257 ; ^{22}Ne : 8,82
Hélium	He	5,24 ± 0,004 ppmv	^{4}He : 100 ; ^{3}He : 0,00013
Krypton	Kr	1,14 ± 0,01 ppmv	
Xénon	Xe	0,087 ± 0,001 ppmv	
Hydrogène	H_2	0,5 ppmv	^{1}H : 99,985 ; ^{2}H : 0,015
Méthane	CH_4	2,0 ppmv	
Propane	C_3H_8	2,0 ppmv	
Oxydes d'azote	N_2O	0,5 ± 0,1 ppmv	
	etc.		
Ozone	O_3	0,04 ppmv	
Aérosols variés		0,001 à 0,01 ppmv	
Eau	H_2O	5 300 ppmv	(en moyenne)

Fait unique dans le système solaire, l'atmosphère terrestre est composée à 80 % d'azote N_2 et à 20 % d'oxygène O_2. Contrairement au cas des autres atmosphères planétaires, CO_2, et H_2O ne sont que des constituants mineurs. Ils ne sont toutefois pas absents de la surface de la Terre, mais s'y trouvent sous une forme non gazeuse : l'eau est principalement liquide et solide (océans et glaces), tandis que le gaz carbonique est piégé dans les sédiments marins sous la forme de carbonates. Au total, ce sont bien les constituants terrestres « volatils » les plus abondants, mais stockés dans des réservoirs à la surface même du globe. Parmi les autres constituants mineurs, CH_4, CO, N_2O, NO_2, O_3 présentent un intérêt particulier car ils sont très actifs du point de vue spectroscopique (voir fig. 6-19). Avec CO_2 et H_2O, CH_4 joue un rôle non négligeable dans l'effet de serre de l'atmosphère terrestre.

Structure thermique

Le profil thermique de l'atmosphère, représenté sur la figure 6-20, fait clairement apparaître des zones qui se distinguent par leur gradient thermique, et qui possèdent des propriétés globales différentes : troposphère, stratosphère, mésosphère, thermosphère et exosphère (voir aussi section 5.2.1).

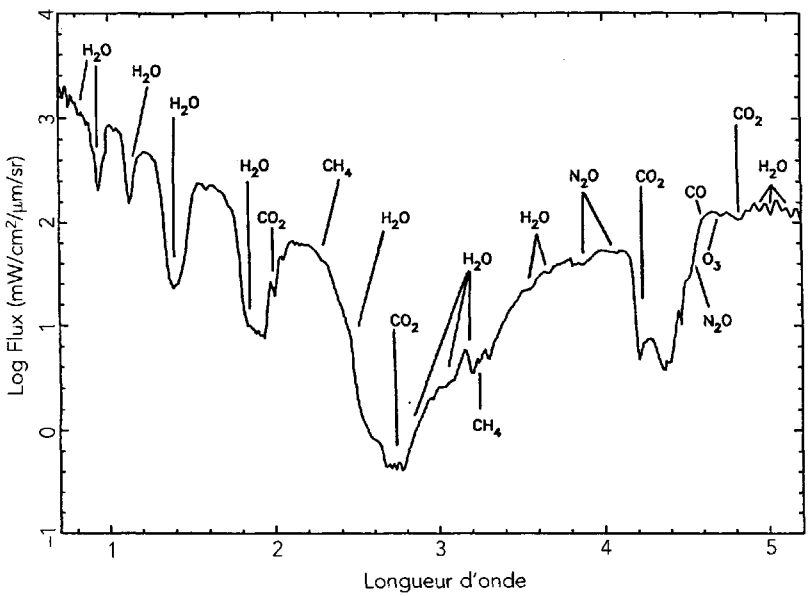


FIG. 6-19 – Le spectre de l'atmosphère terrestre dans l'infrarouge proche, tel qu'il a été observé par l'instrument NIMS de la sonde *Galileo* lors de son survol de la Terre en décembre 1990. La plupart des absorptions sont dues à H_2O et à CO_2. et al., *Plan. Space Sci.* 41, 551, 1993.)

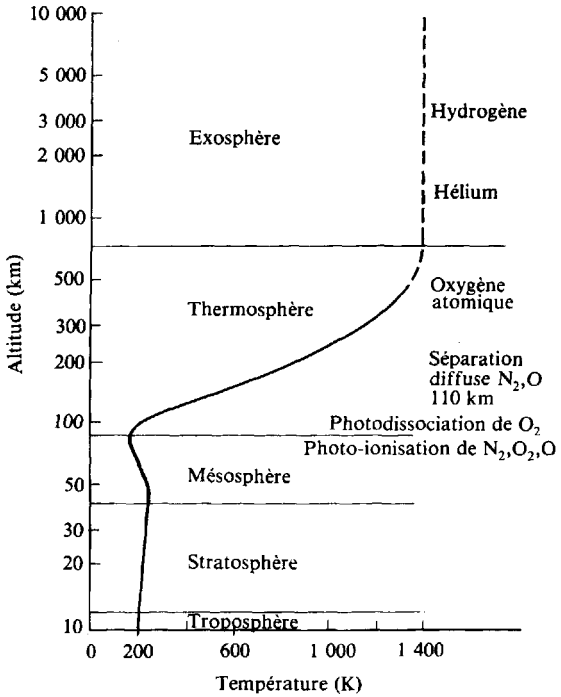


FIG. 6-20 – Terminologie de la structure de l'atmosphère.

La troposphère, ou basse atmosphère, est caractérisée par une nette décroissance de la température avec l'altitude. Le gradient thermique dépend du degré hygrométrique de l'air : de – 10 K/km pour de l'air sec, il passe à – 5 K/km pour de l'air saturé d'eau. Ces valeurs permettent à un régime de convection de s'installer.

La troposphère est chauffée par contact direct avec le sol, qui absorbe en surface le rayonnement (essentiellement visible) solaire. Le rayonnement (thermique) du sol, dont le maximum se situe dans l'infrarouge, est absorbé par les molécules non symétriques de l'atmosphère (qui possèdent un moment dipolaire), c'est-à-dire H_2O et CO_2. Ces molécules présentent en effet des modes de vibration-rotation intenses dans le domaine spectral proche du maximum d'émission de la surface terrestre (10 μm). L'atmosphère n'est donc pas transparente au rayonnement émis par le sol. Une fraction de l'énergie absorbée par le gaz est réémise vers le sol, ce qui conduit à une température moyenne d'équilibre de 288 K, différente de la valeur de 255 K qui serait celle d'une surface recevant le même rayonnement solaire, mais qui serait en contact avec une atmosphère transparente en infrarouge. L'échauffement de l'atmosphère par l'absorption d'une partie du rayonnement thermique du sol est connu sous le

nom d'effet de serre (voir 6.2.4). Il constitue un facteur indispensable à l'évolution biologique, en particulier en permettant à l'eau de résider sous la forme liquide.

Le sommet de la troposphère, ou tropopause, est défini par l'altitude où la température cesse de décroître : cette altitude varie de dix à vingt kilomètres selon les latitudes ; elle est plus élevée à l'équateur qu'aux pôles. La température y est voisine de 200 K. Au-delà s'étend la stratosphère, limitée supérieurement par la stratopause. La température ne varie que peu avec l'altitude à la base de la stratosphère, puis remonte lentement, jusqu'à une altitude voisine d'une cinquantaine de kilomètres. La stratosphère est en équilibre radiatif. L'énergie apportée à la stratosphère provient d'une part de l'absorption par la vapeur d'eau du rayonnement thermique (infrarouge) de la surface de la Terre, et d'autre part de l'absorption par l'oxygène et l'ozone du rayonnement ultraviolet solaire. L'ozone (O_3) est produit au travers d'une chaîne de réactions chimiques, déclenchées grâce à la photodissociation des molécules O_2 par le rayonnement solaire énergétique. C'est ce gaz qui, en absorbant l'essentiel du rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde (< 300 nm), protège la troposphère d'un effet photodissociatif qui empêcherait en particulier toute chimie biomoléculaire.

La mésosphère prolonge la stratosphère jusqu'à la mésopause, à une altitude de 80 km environ. La température y décroît avec l'altitude. Cela provient de ce que la compétition entre l'augmentation avec l'altitude du flux solaire, et la diminution de la densité d'oxygène et donc d'ozone, tourne, au niveau de la stratopause, au bénéfice de la densité : il y a de moins en moins de molécules capables, par absorption, d'échauffer le gaz environnant.

Dans la thermosphère, la température croît à nouveau avec l'altitude, pour atteindre plus de 1 000 K à une altitude de 500 km environ. L'échauffement provient dans cette région de l'absorption du rayonnement solaire à des longueurs d'onde encore plus petites(< 100 nm), capables non plus seulement de photodissocier mais également de photo-ioniser les molécules et les atomes, en particulier O et N_2, d'autant plus que l'altitude est plus importante.

À une altitude de 500 km, la densité devient de l'ordre de 10^6 cm^{-3}. Le libre parcours moyen d'interaction $(n\sigma)^{-1}$, où σ est la section efficace de collision, devient de l'ordre de la hauteur d'échelle atmosphérique. On passe ainsi d'un régime d'atmosphère retenue de façon collisionnelle à celui d'une atmosphère purement balistique : il suffit qu'une particule ait une vitesse dirigée vers l'extérieur et que son module soit supérieur à celui de la vitesse de libération pour qu'elle s'échappe de la Terre. À la température de 1 000 K, la vitesse quadratique moyenne d'un atome de numéro atomique A est de $5/(A^{1/2})$ km/s, Cette valeur est nettement inférieure à la vitesse de libération (10,4 km/s à 1 000 km d'altitude), pour tous les atomes et molécules. Seuls l'hydrogène et l'hélium peuvent s'échapper, quoique très lentement, avec un temps caractéristique qui se mesure en millions d'années (voir section 5.2.1).

6.3.6 Le climat terrestre et la circulation atmosphérique

La source énergétique qui domine de très loin dans l'équilibre thermique de la surface et de l'atmosphère terrestres est le rayonnement solaire. Aussi la manifestation climatique première est-elle la présence de saisons, dues à la variation au cours de l'année de l'énergie solaire reçue par un même élément de surface, par suite de l'inclinaison de l'axe de rotation terrestre sur la perpendiculaire à l'écliptique.

En second lieu, une autre caractéristique de l'équilibre thermique de la troposphère est d'être essentiellement chauffée par le bas, c'est-à-dire par son contact avec le sol. Le facteur important n'est donc pas la quantité d'énergie qui arrive au sommet de l'atmosphère, mais celle qui atteint le sol. Compte tenu de l'albédo élevé des nuages, la couverture globale en nuages constitue un paramètre très important. C'est du reste une particularité de l'atmosphère terrestre de n'être ni totalement dépourvue ni totalement recouverte de nuages, mais de posséder une couverture moyenne dont on peut penser qu'elle se maintient (et s'est maintenue, vraisemblablement depuis fort longtemps), par autorégulation, à un niveau stationnaire.

Enfin, l'échauffement plus important des zones de basses latitudes comparé à celui des zones polaires est à l'origine d'une circulation générale, non seulement verticale mais également horizontale. Le chauffage du sol par absorption du rayonnement visible solaire, avec un maximum à proximité de l'équateur, induit un mouvement ascendant, avec condensation et refroidissement de l'air, puis un transport à haute altitude vers les latitudes plus élevées, et un mouvement descendant de l'air asséché au niveau des tropiques (voir fig. 6-21) : c'est la circulation

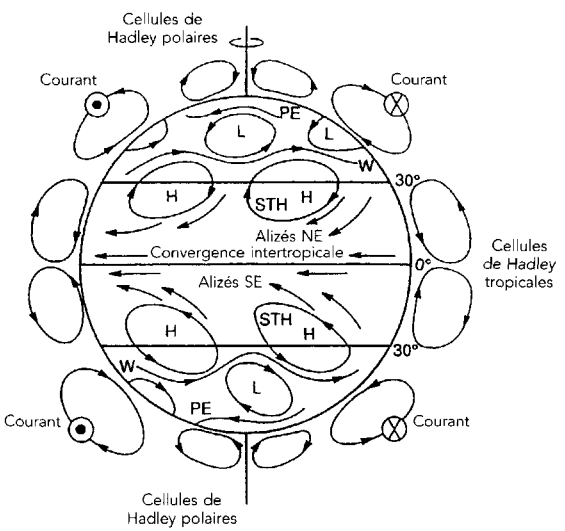


FIG. 6-21 – Les caractéristiques principales de la circulation atmosphérique terrestre. (D'après T. E. Graedel et P. J. Crutzen, *Atmospheric Change, an Earth System Perspective*, Freeman, 1993.)

de Hadley, que l'on retrouve aussi sur Vénus et sur Mars avec des spécificités différentes. Celle de la Terre se caractérise par un ensemble de trois cellules adjacentes (0-30°, 30-60°, 60-90°) présentant un mouvement méridional alterné (voir fig. 6-21). La circulation de Hadley induit un maximum de pluviosité dans les régions équatoriales et, à l'inverse, une plus grande sécheresse des régions tropicales. De plus, la force de Coriolis associée à la rotation de la Terre est à l'origine d'une déflexion des vents vers l'équateur (les alizés) qui soufflent du nord-est dans l'hémisphère nord et du sud-est dans l'hémisphère sud.

Aux courants atmosphériques sont corrélés les courants océaniques, qui jouent un rôle très important dans la circulation horizontale de l'énergie solaire absorbée au niveau de la surface. Le couplage entre océan et atmosphère se manifeste en particulier dans les échanges d'énergie sous la forme de chaleur latente, par évaporation d'eau puis recondensation, que ce soit sous forme de nuages ou de glaces.

L'évolution climatique

À ces modifications climatiques à l'échelle de l'année ou moins se superposent les variations dues aux modifications de l'activité solaire. Ainsi, on a constaté une corrélation entre une très forte diminution de l'activité solaire, durant la seconde moitié du XVII^e^ siècle (minimum de Maunder), et un refroidissement de la température à la surface de la Terre. Toutefois, les plus grandes variations de climat proviennent de celles des paramètres orbitaux de la Terre. L'effet le plus tangible est la récurrence de périodes de refroidissement global suivies d'échauffement, qui s'accompagne d'une variation importante de l'étendue des zones recouvertes de glaces, et corrélativement du niveau moyen des océans et des mers. On a mis ainsi en évidence plusieurs cycles de grandes glaciations, à l'échelle du million d'années. Entre deux grandes glaciations, des périodes glaciaires de plus courte durée (quelques milliers d'années) alternent avec des périodes interglaciaires d'une cinquantaine de milliers d'années. Le maximum de la dernière de ces périodes glaciaires remonte à – 20 000 ans environ. C'est à cette époque que, par exemple, les déserts africains furent pour la dernière fois recouverts de végétation, et que le détroit de Béring, entre l'Asie et l'Amérique du Nord, fut à sec. C'est ainsi, pense-t-on, que le peuplement du continent américain depuis l'Asie eut lieu, c'est-à-dire à une période extrêmement récente par comparaison avec l'âge des ossements humains les plus anciens qui datent de plusieurs millions d'années.

L'ionosphère terrestre et l'interaction avec la magnétosphère

L'absorption du rayonnement ultraviolet à très haute altitude ne conduit pas seulement à l'élévation de la température de l'atmosphère, mais également à son ionisation. Lorsque la densité est trop faible pour que les collisions et recombinaisons dominent, on est en présence d'un plasma, lequel définit l'ionosphère, qui

s'étend donc à partir de la thermosphère externe. C'est un milieu macroscopiquement neutre, où la densité des électrons égale celle des ions positifs présents, essentiellement O^+ et O_2^+. Le rayonnement UV solaire n'est pas le seul à produire l'ionisation. Le rayonnement X et les particules énergétiques (vent solaire et rayonnement cosmique) y contribuent également. Tous ces flux dominent durant le jour, si bien que les concentrations ioniques diminuent fortement durant la nuit.

Les constituants de l'ionosphère ont trois origines possibles : les composants de l'atmosphère terrestre, déplacés à haute altitude et soumis à l'irradiation solaire ; les particules du plasma interplanétaire, qui dominent entre l'onde de choc et la magnétopause, région appelée magnétogaine ; les produits de l'ablation des grains extraterrestres, météoritiques et cométaires, dam les couches externes de l'atmosphère. Ces derniers produisent l'essentiel des ions Al, Mg, Si et Fe.

L'action du champ géomagnétique sur les particules chargées de l'ionosphère est à l'origine de courants électriques. En retour, ceux-ci créent un champ magnétique (les orages magnétiques) qui se superpose au champ dipolaire terrestre, Les variations temporelles de l'activité solaire entraînent une perturbation du champ magnétique terrestre. La queue géomagnétique devient alors une zone privilégiée d'accélération des particules chargées ; piégées par les lignes de champ, elles précipitent ensuite vers les régions polaires, en deux cornets symétriques. L'excitation par ces particules des molécules atmosphériques est responsable des phénomènes lumineux d'aurores polaires, que l'on observe dans les régions de latitude élevée, australes et boréales. Aussi est-ce lors des périodes de grandes éruptions solaires que l'on observe les aurores les plus spectaculaires. On a mis en évidence, grâce à des mesures *in situ* à bord de satellites, des zones de forte concentration de particules énergétiques (0,1 à 10 MeV), situées à quelques rayons terrestres. Il s'agit des ceintures de van Allen, de symétrie équatoriale (voir chapitre 5).

De même que l'atmosphère neutre absorbe une grande partie du rayonnement solaire, ne laissant passer que le spectre visible et quelques « fenêtres », infrarouges, l'ionosphère n'est pas transparente au rayonnement électromagnétique de très grande longueur d'onde. Cette propriété est en particulier utilisée pour transmettre, grâce à la réflexion ionosphérique, des émissions radioélectriques (ondes kilométriques, ou grandes ondes) d'un point à l'autre de la Terre qui ne sont pas en visibilité directe.

6.4 La Lune

Du point de vue de son mouvement dans le ciel, la Lune doit bien évidemment être considérée comme satellite de la Terre, qu'elle suit dans sa révolution annuelle autour du Soleil. Toutefois, il semble qu'aucune des caractéristiques essentielles de la Lune ne résulte de sa proximité de la Terre. Il convient au contraire de traiter la Lune comme un corps planétaire au même titre que les quatre autres planètes telluriques, tant ses propriétés macroscopiques l'appa-

rentent à cette famille (voir tableaux 1-1 à 1-3). Le système Terre-Lune peut être considéré comme proche d'un système double, comme c'est également le cas de Pluton et de son compagnon Charon. Ils se distinguent ainsi de l'ensemble des autres systèmes de satellites, qu'il s'agisse des satellites de Mars, Phobos et Deimos, ou des satellites des planètes géantes.

La Lune a été l'objet des plus nombreuses, et vraisemblablement des plus anciennes, observations astronomiques, parce qu'elle présente des conditions d'observation favorables. Toutefois, nous n'en avons connaissance détaillée que depuis l'ère spatiale, et de nombreuses questions demeurent à ce jour non résolues, à commencer par celle de son origine.

En raison de son mouvement de rotation synchrone, une partie de la surface lunaire reste inaccessible à l'observation depuis la Terre. Il a fallu attendre les premières sondes interplanétaires pour accéder à une photographie de la « face cachée » de la Lune. Celle-ci s'est avérée différente de la face visible, en ce qu'elle ne possède pas de vastes « mers » sombres, qui contrastent, sur la face visible, avec les terrains plus clairs environnants. L'ensemble de la surface lunaire est criblé de cratères d'impacts météoritiques, ce qui atteste l'absence de toute activité de type géologique et d'érosion violente, depuis plusieurs milliards d'années (voir fig. 6-22).

La Lune a été l'enjeu d'expéditions spatiales spectaculaires. Parallèlement aux missions soviétiques automatiques, qui ont permis l'analyse du sol et quelques retours d'échantillons, le programme américain *Apollo* a conduit à la réalisation de six vols habités avec alunissage d'astronautes entre juillet 1969 (*Apollo 11*) et décembre 1972 (*Apollo 17*). Une défaillance a imposé un retour prématuré d'*Apollo 13*. L'impact scientifique, culturel, économique et stratégique de ce programme fut considérable. Des centaines d'équipes scientifiques de par le monde

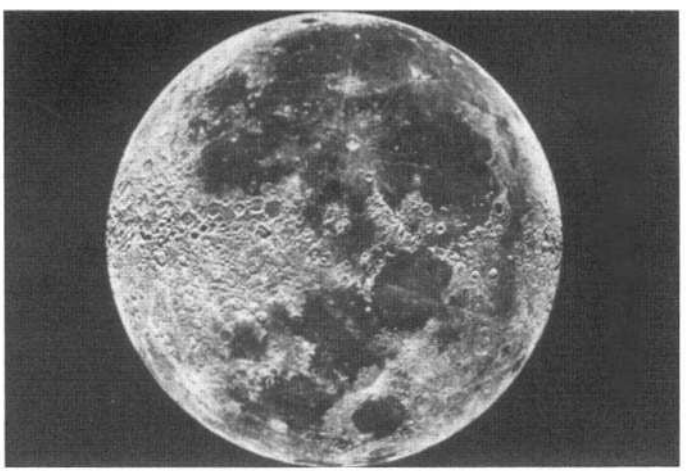


FIG. 6-22 – La Lune vue depuis une sonde *Apollo* (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

ont travaillé, et pour certaines travaillent encore, sur les données et les échantillons (plus de 400 kg) collectées par ces missions.

Suite aux programmes spatiaux *Apollo* et *Luna*, l'exploration spatiale de la Lune cessa pendant une période de près de vingt ans. Cependant, malgré les immenses progrès réalisés au cours des années 1970, beaucoup reste à faire dans l'étude de notre satellite. En particulier, seules les régions proches de l'équateur avaient été survolées et cartographiées avec une bonne résolution du point de vue de leur minéralogie et de leur composition chimique. C'est la raison pour laquelle un nouveau programme d'exploration spatiale de la Lune a été entrepris, sur une échelle plus modeste, dans le courant des années 1990, avec les petites missions *Clementine* (1994) et *Lunar Prospector* (1998). *Clementine* a permis la première cartographie complète de l'ensemble de la surface lunaire, y compris les régions polaires ; *Lunar Prospector* a fourni des mesures par spectroscopie γ et neutron ainsi que des mesures de champ magnétique et de gravimétrie. Les observations ont en particulier suggéré la présence possible de glace d'eau dans des régions polaires situées en permanence à l'ombre du rayonnement solaire. Si ce résultat est confirmé, ces dépôts de glace proviendraient sans doute, comme dans le cas de Mercure (voir section 6.1), d'impacts cométaires ; cependant ces résultats sont encore controversés. De nouvelles missions sont à l'étude pour la première décennie du XXI^{e} siècle.

6.4.1 L'observation télescopique de la Lune

Avant même l'avènement des télescopes, on distinguait déjà deux types de régions à la surface de notre satellite : les mers, sombres (albédo < 10 %), qu'entourent des continents, plus clairs. Avec l'apparition des premières lunettes astronomiques, Galilée puis ses successeurs découvrirent des formations circulaires qui criblent sa surface : ce sont les cratères lunaires. Le développement des techniques optiques a permis d'atteindre progressivement une résolution proche du kilomètre à la surface de la Lune. On a pu ainsi étudier l'ensemble des formations lunaires de la face visible, c'est-à-dire de 59 % de la surface, compte tenu des librations (voir plus bas section 6.4.5) de la Lune. Des cratères ont été découverts en nombre toujours plus grand, ainsi que d'autres structures, beaucoup plus rares (vallées sinueuses et escarpements). Les mers apparaissent beaucoup moins riches en cratères que les continents, ce qui implique qu'elles sont plus « jeunes », c'est-à-dire formées plus tard. En outre, on a découvert que certains parmi les plus grands cratères (Tycho, Copernic) projetaient des raies, étroites bandes claires pouvant atteindre 1 000 km de long. Cependant, l'interprétation scientifique de ces observations restait sommaire. En particulier, on ne savait pas si les cratères avaient une origine volcanique, ou s'ils résultaient d'impacts géants. Enfin, on a pu analyser la polarisation de la lumière solaire diffusée par la Lune, sa variation avec l'angle de phase ainsi que celle de l'albédo avec la longueur d'onde.

Ces observations ont donné trois sortes de résultats importants :

– la minéralogie lunaire : la masse de la Lune, 81 fois plus faible que celle de la Terre, et sa taille, déterminées depuis la Terre, conduisent à une estimation de la densité moyenne de la Lune de 3,3 g/cm^3, nettement plus faible que celle de la Terre (5,5 g/cm^3). Elle exclut l'existence d'un noyau métallique de grande dimension, et indique une faible teneur globale en fer. Par ailleurs, l'interprétation la plus plausible de l'origine des mers lunaires, par épanchement de laves basaltiques, suggérait que la Lune possédait, comme la Terre, une croûte feldspathique et un manteau. Cela a été confirmé par les spectres de réflexion en fonction de la longueur d'onde, qui font apparaître dans l'infrarouge proche des bandes d'absorption, liées à la présence de différents silicates, identifiables par référence à des spectres de laboratoire. En particulier, on note dans les spectres des mers lunaires une bande intense centrée sur 0,95 μm, attribuée à la présence de Fe^{++} dans les pyroxènes ;

– l'existence d'un régolite : la variation de la polarisation avec l'angle de phase ainsi que la variation de l'albédo avec la longueur d'onde indiquent que le sol est recouvert d'une fine poussière, de taille moyenne d'une dizaine de microns. On appelle régolite cette couche de débris qui recouvre la totalité de la surface lunaire ;

– la maturité : le fait que la surface de la Lune subisse le contact direct du milieu interplanétaire entraîne un assombrissement progressif du sol, expliquant en particulier que seuls les cratères jeunes présentent un système de raies, qui s'estompent en vieillissant.

6.4.2 Les observations spatiales

Les programmes soviétiques d'exploration de la Lune se sont restreints aux missions automatiques. *Luna 3*, dès 1959, révèle une face cachée très différente de la face visible : elle ne comporte presque pas de mers. Les sondes *Luna 16*, *Luna 20* et *Luna 24* ont procédé à la collecte d'échantillons avec retour sur Terre (310 g). En particulier, *Luna 24* a procédé à un carottage profond (2,4 m). Toutefois, c'est au programme américain *Apollo* que l'on doit les études lunaires les plus fondamentales. Elles se sont organisées autour de trois pôles : les observations en orbite, les expériences au sol (*in situ*) et les analyses des échantillons rapportés par les astronautes.

Les analyses en orbite étaient réalisées à partir des « orbiters », après séparation des modules d'alunissage. L'orbitographie et l'altimétrie laser ont permis de déterminer avec précision le rayon moyen de la Lune (1 738 km), sa masse, en volume, et donc sa masse volumique moyenne (3,34 g/cm^3). Le moment d'inertie est égal à 0,99 fois celui d'une sphère homogène de même masse, alors que dans le cas de la Terre ce facteur n'est que de 0,8. Cela fixe une limite supérieure de 400 km au rayon d'un éventuel noyau métallique. La face cachée est de 4 km plus élevée que la face visible, par rapport au centre de masse. Cette dissymétrie n'est pas corrélée à une anomalie positive de la gravité. Elle s'explique par conséquent

par l'existence d'une croûte en équilibre isostasique, plus épaisse (100 km), donc plus légère sur la face cachée que sur la face visible (50 km).

L'imagerie optique de la surface de la Lune a permis une cartographie complète de la Lune avec une résolution au moins égale au kilomètre, dont plus de 50 % avec une résolution de 100 m. Les régions les mieux documentées sont situées de part et d'autre de l'équateur, compte tenu de l'orbite des missions *Apollo*. Ces régions ont également été étudiées du point de vue de leur composition chimique, grâce à des expériences de spectrométrie X et γ.

L'irradiation du sol de la Lune par le rayonnement X solaire donne naissance à une émission de fluorescence X, détectable en orbite lunaire à l'aide de compteurs proportionnels. Compte tenu du spectre en énergie des rayons X solaires et du seuil de détection des compteurs, cette technique a permis de mettre en évidence la présence des éléments Al, Si et Mg, avec une résolution spatiale d'une vingtaine de kilomètres. La profondeur sondée par cette technique est de façon typique de quelques micromètres. La figure 6-23 montre la variation des rapports Al/Si et Mg/Si au cours d'une révolution autour de la Lune. Il apparaît clairement que ces rapports sont d'excellents traceurs des mers et des continents lunaires : les continents, riches en feldspaths anorthositiques, présentent un rapport Al/Si supérieur à 1,2, par contraste avec les mers qui, contenant des basaltes riches en pyroxènes, sont déficientes en Al et enrichies en Mg si on les compare aux continents. Ces expériences ont été effectuées lors des vols *Apollo 15* et *Apollo 16*.

La Lune émet des rayonnements γ ayant deux origines principales : la première est la désintégration naturelle des éléments radioactifs à longue période (U, Th, K). La seconde résulte de l'irradiation du sol par le rayonnement cosmique de grande énergie, c'est-à-dire, essentiellement, du rayonnement cosmique galactique (voir plus haut section 3.2.4). La spectrométrie permet donc de caractériser la composition du sol sur une profondeur de l'ordre de quelques centimètres (profondeur caractéristique de diffusion des γ), du point de vue, d'une part, de ses éléments radioactifs, d'autre part, de ses éléments majeurs. La figure 6-24 représente les résultats obtenus par l'analyse de la surface de la Lune lors de la mission APOLLO 15 : elle présente l'intégration de l'ensemble des rayonnements d'énergie compris entre 0,54 et 2,7 MeV, c'est-à-dire ceux d'un domaine englobant essentiellement les émissions dues aux désintégrations naturelles. Le taux de comptage permet alors de suivre les variations de concentration avec une résolution spatiale quelque peu meilleure qu'une centaine de kilomètres : le maximum d'émission correspond aux mers de longitude ouest, oceanus Procellarum et mare Imbrium ; mare Tranquillitatis et mare Serenitatis ont une activité moindre, et les continents une activité encore plus faible.

Les autres expériences en orbite ont permis en particulier la détermination du champ magnétique de la Lune. Le champ mesuré en orbite présente des variations importantes avec la longitude (fig. 6-25), indiquant qu'il provient pour l'essentiel de sources rémanentes localisées à la surface et s'étendant sur des dimensions de quelques dizaines de kilomètres. Elles pourraient se superposer à un éventuel champ magnétique dipolaire central, dont une valeur supérieure du moment

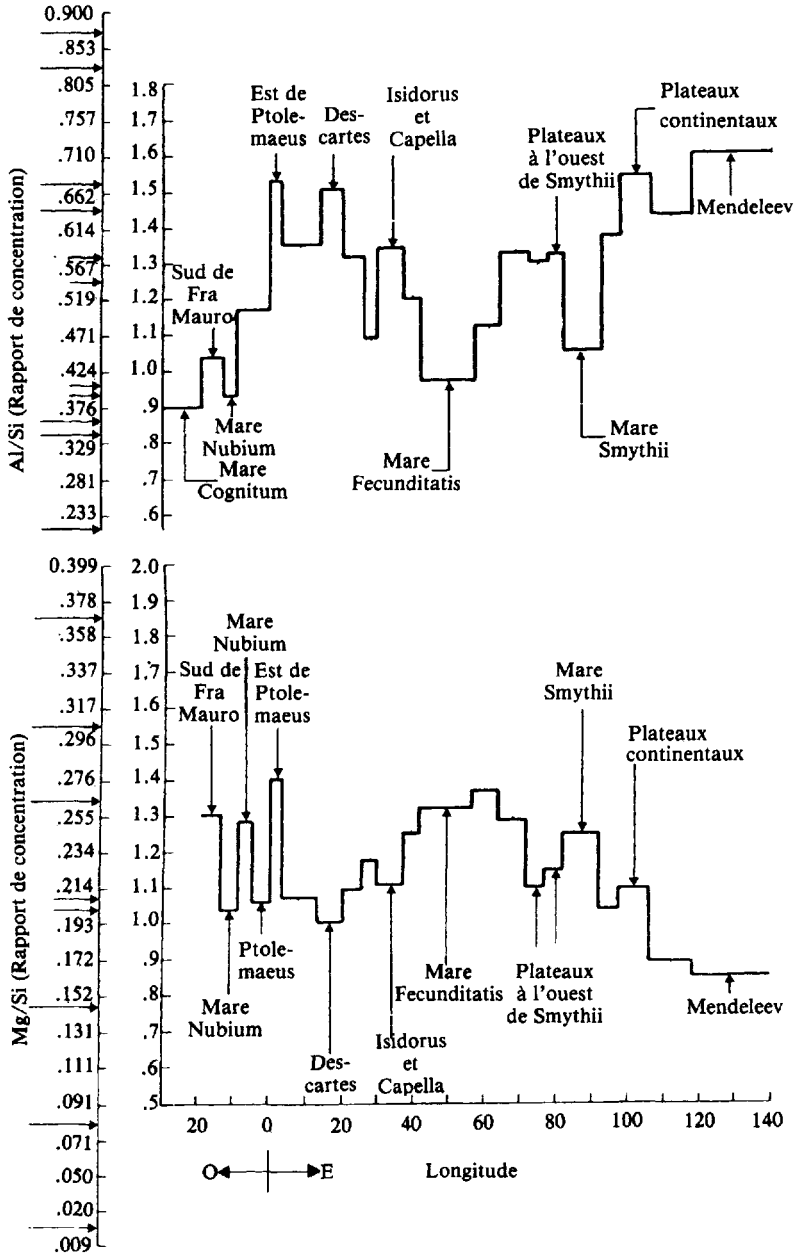


FIG. 6-23 – Histogrammes expérimentaux décrivant la variation des rapports Al/Si (haut) et Mg/Si (bas) en fonction de la longitude, obtenus depuis l'orbiter d'*Apollo 16*. (D'après *Apollo 16 Preliminary Science Report*, NASA SP-315.)

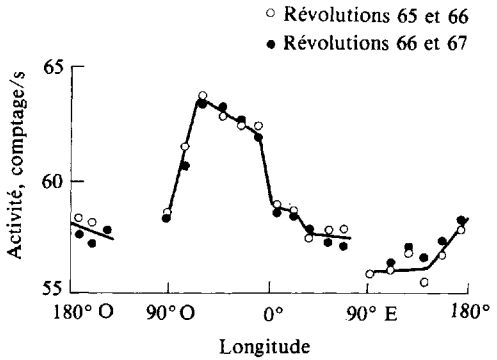


FIG. 6-24 – Émission γ d'énergie 0,54 à 2,7 MeV, détectée depuis l'orbiter d'*Apollo 15* lors de révolutions successives, Des régions de grande radioactivité (correspondant à oceanus Procellatum et mare Imbrium) se distinguent nettement des plateaux environnants. (D'après *Apollo 15 Preliminary Science Report*, NASA SP-289.)

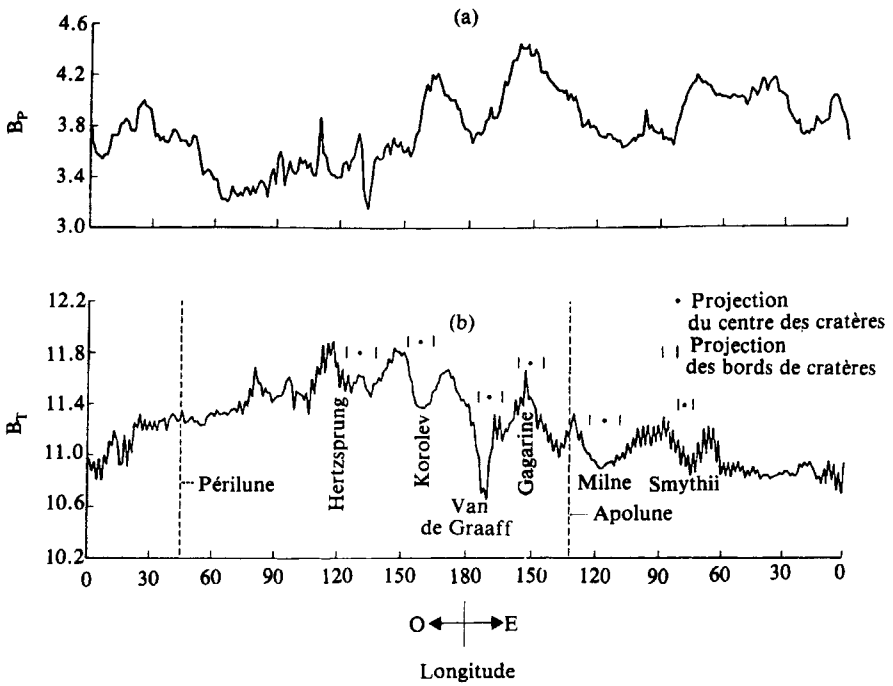


FIG. 6-25 – Variations des composantes parallèle (Bp) et transverse (Bt) du champ magnétique détecté en orbite lunaire lors de la mission APOLLO 15. (D'après *Apollo 15 Preliminary Science Report*, NASA SP-289.)

magnétique a été fixée à $4\ 10^{19}$ G · cm^3. L'intensité du champ correspondant à la surface de la Lune n'excéderait pas 2 à 3 nT.

Parmi les analyses *in situ*, citons :

– la détermination de la structure interne par sondage sismique actif et passif. La Lune est caractérisée par une lithosphère inactive du point de vue dynamique, de très grande épaisseur (1 000 km environ) par comparaison avec celle de la Terre. Elle comporte une croûte de 50 à 100 km. Les propriétés élastiques des couches sous-jacentes, asthénosphère et noyau central éventuel, sont très différentes. Toutefois, l'existence d'un noyau métallique fondu, de haute densité, est exclue (voir fig. 6-26) ;

– la mesure du champ magnétique de surface, dominé par la présence de sources locales rémanentes pouvant dépasser une centaine de nT ;

– la détermination de la composition du vent solaire, par l'exposition de feuilles d'aluminium et l'analyse, après retour en laboratoire, des gaz rares piégés.

6.4.3 Les analyses d'échantillons en laboratoire

Au fur et à mesure des missions *Apollo*, les quantités d'échantillons rapportés par les astronautes, ainsi que leur diversité, n'ont cessé de croître. En particulier, il faut mentionner qu'à partir de la mission *Apollo 15*, les astronautes purent se déplacer à l'aide d'une voiture électrique (le module lunaire, LEM), jusqu'à plusieurs kilomètres de leur base. Ajoutons que certains échantillons furent prélevés, non pas simplement en surface, mais en profondeur, grâce à des carottages de plusieurs mètres, qui ont préservé la position relative des échantillons prélevés. Étant donné que le sol lunaire est stratifié, par le jeu du dépôt en séquence de couches d'éjecta induites par bombardement météoritique, les échantillons pro-

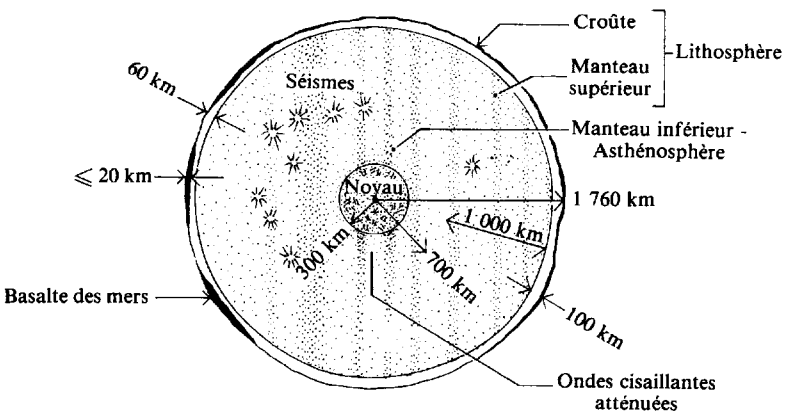


FIG. 6-26 – Structure schématique de la Lune, d'après les expériences de sismologie. (D'après P. Thomas, « La Lune », *Le Grand Atlas Universalis de l'astronomie*, *ibid.*)

fonds ont été exposés à la surface à des périodes plus reculées dans le passé que les échantillons plus superficiels. Grâce à des modèles décrivant l'enfouissement progressif des grains dans le régolite, on a pu retracer une échelle de temps correspondant à la profondeur des échantillons dans les carottes. On peut ainsi remonter dans le temps de plus de deux milliards d'années en étudiant des grains situés à plus de deux mètres dans le sol.

Les domaines scientifiques concernés par l'analyse des échantillons lunaires concernent en particulier :

– la datation des principaux événements métamorphiques lunaires. La date de formation de la Lune est compatible avec celle du système solaire dans son ensemble, soit $-4{,}55\ 10^9$ ans. La différenciation de la croûte feldspathique date du tout début de l'histoire de la Lune. Pendant les centaines de millions d'années qui ont suivi, la Lune a subi un bombardement météoritique intense, de la part des multiples débris protoplanétaires qui peuplaient alors la cavité solaire (queue d'accrétion). En particulier, de grands bassins circulaires de plusieurs centaines de kilomètres de diamètre sont apparus, il y a de cela entre 4,4 et 3,8 $\times 10^9$ ans. Sur la face visible, ces bassins ont ultérieurement été remplis par des épanchements de lave basaltique profonds, entre $-3,7$ et $-3,1 \times 10^9$ ans, donnant naissance aux mers lunaires. Du côté de la face cachée, ce volcanisme n'a pas eu lieu, vraisemblablement en raison de la plus grande épaisseur de la croûte. Le taux de bombardement météoritique a décru de $-3,8$ à $-3,5 \times 10^9$ ans pour atteindre une valeur proche de la valeur actuelle. Toutefois, en l'absence de toute activité métamorphique interne, c'est le bombardement météoritique qui a été responsable des principales modifications de la surface de la Lune au cours des trois derniers milliards d'années :

– Grâce à la minéralogie comparée des différents sols lunaires analysés, ou constate que c'est la dichotomie entre mers et continents qui domine la minéralogie lunaire. Les continents sont constitués principalement de feldspaths anorthositiques, riches en Al et Ca ($Si_2Al_2O_8Ca$). Ils constituent la partie émergée de la croûte lunaire, et couvrent 80 % de la surface. Les mers en revanche sont basaltiques, et proviennent de laves issues du manteau. Elles sont presque entièrement localisées sur la face visible, où elles représentent 35 % de la surface. Les feldspaths y sont des plagioclases, pauvres en Ca. Les pyroxènes contiennent des lamelles d'exsolution de pigeonite et d'augite de quelques centaines d'angströms d'épaisseur, indiquant une cinétique de cristallisation très rapide. Telle qu'elle apparaît ainsi, la composition minéralogique d'ensemble de la Lune est assez proche de celle du manteau terrestre en ce qui concerne les éléments majeurs Si, Mg et Fe. Les éléments volatils y sont en revanche considérablement appauvris, tandis que les réfractaires pourraient être beaucoup plus abondants sur la Lune. C'est le cas en particulier du titane, qui apparaît dans l'ilménite, oxyde double de fer et de titane, de formule $FeTiO_3$. Enfin, une différence essentielle avec la Terre est l'absence d'eau de constitution dans tous les minéraux lunaires.

– On peut retracer l'histoire de l'exposition des grains au bombardement météoritique, au vent solaire et au rayonnement cosmique. Les impacts incessants de météorites de toutes tailles ont broyé les roches en surface, engendrant une couche de débris de quelques mètres d'épaisseur (le régolite). Les plus petites parmi les météorites, très nombreuses, réduisent en permanence la taille des grains du régolite, constitué aujourd'hui d'une poussière très fine. Sous la violence des impacts, une partie des grains est fondue, projetée sous forme de fines gouttelettes qui donnent naissance à une grande diversité de formes partiellement ou totalement vitreuses : « sphérules », « agrégats vitreux », « éclaboussures » sur les roches lunaires. Les cratères formés dans le régolite le retournent fréquemment, et ce bêchage permanent expose à tour de rôle les grains à la surface même du régolite, en contact direct avec l'espace. Plus le grain est petit, moins longtemps il affleure la surface : un grain de 1 μm n'y reste que quelques milliers d'années, alors que, pour un grain de 100 μm, ce temps d'exposition se compte en centaines de milliers d'années. L'empilement successif des couches de débris issus de cratères voisins forme une structure stratifiée, qui permet de suivre l'évolution du milieu interplanétaire, et notamment celle des flux de particules énergétiques qui le composent : aucun bouclier atmosphérique ou magnétique ne protège la Lune, qui s'est toujours trouvée irradiée par le vent solaire et les rayonnements cosmiques.

De loin, le vent solaire est le plus intense de ces flux de particules : actuellement, le flux dépasse 10^8 protons cm^2 s^{-1}, et sa vitesse varie de 350 à 650 km/s, ce qui correspond à une énergie voisine du keV/nucléon. Avec cette énergie, les particules ne pénètrent que dans les premières centaines d'angströms des grains ; par conséquent, seuls les grains à la surface même du régolite sont irradiés par le vent solaire. L'analyse de grains prélevés à différents niveaux des carottes lunaires indique par exemple que la composition isotopique de l'azote dans le vent solaire se serait modifiée au cours du temps, reflétant une évolution de la couronne solaire. L'azote se serait progressivement enrichi en isotope 15 depuis deux milliards d'années. L'énergie moyenne des ions du vent solaire semble également avoir augmenté pendant cette période.

Le rayonnement cosmique solaire, un million de fois moins intense, a une énergie mille fois supérieure (1 MeV/nucléon). Il pénètre jusqu'à quelques dizaines de microns dans le régolite. Les « ions lourds » (groupe du fer) forment des traces d'irradiation à la fin de leur parcours, que l'on peut observer au microscope. Le nombre de ces traces permet de mesurer la durée d'exposition des grains à la surface du régolite. Les caractéristiques de ces traces permettent de déterminer le spectre en énergie et les abondances relatives des grands groupes d'éléments dans le rayonnement cosmique. Le rayonnement cosmique solaire semble n'avoir que peu évolué, tant pour ce qui a trait à sa composition chimique qu'à son spectre en énergie au cours des deux derniers milliards d'années.

Le rayonnement cosmique galactique, 100 fois moins abondant que le précédent, est suffisamment énergétique (1 GeV/nucléon) pour pénétrer à plus d'un mètre de profondeur dans le régolite et induire des réactions nucléaires sur les

atomes constitutifs des grains. Ces effets permettent en particulier de retracer l'histoire de l'empilement des strates successives que l'on observe dans chaque carotte de sol lunaire.

Les effets conjugués du bombardement météoritique et des flux de particules chargées se traduisent par une altération progressive des propriétés macroscopiques de la surface, ou vieillissement, caractérisée par un indice de maturité. Le sablage incessant par les plus petites météorites émousse progressivement les reliefs. Un cratère d'impact nouvellement formé, aux bords francs, est érodé d'une taille initiale de 100 mètres en quelques centaines de millions d'années. Le vieillissement se traduit également par des propriétés optiques caractéristiques.

Les contrastes clair-sombre observés à la surface de la Lune ont plusieurs origines. Les mers ont tout d'abord une composition minéralogique différente de celle des continents, ce qui rend leur albédo deux fois plus faible en moyenne. Cependant, le vieillissement se traduit également par un assombrissement progressif de la surface, tant des mers que des continents. Ce phénomène peut s'interpréter par l'augmentation de la teneur en verres, où le fer est réduit, et par l'apparition sur une large fraction des grains d'une couche fortement endommagée par les ions du vent solaire. Ainsi, une raie issue d'un grand cratère continental présente initialement un très fort contraste avec la mer qu'elle traverse. Peu à peu, ses sols constitutifs s'assombrissent, le bêchage météoritique la pollue avec du matériau environnant, et elle disparaît au bout de quelques centaines de millions d'années.

L'ensemble des travaux effectués a montré combien l'analyse d'échantillons, même de très petite masse, inférieure au milligramme parfois et de grains individuels, permet d'accéder à des propriétés globales des corps planétaires, voire du système solaire ou du milieu interplanétaire dans leur ensemble.

6.4.4 L'origine de la Lune

Suite à l'exploration spatiale de la Lune menée dans les années 1970, trois modèles ont été proposés pour rendre compte de l'origine de la Lune :

- fission d'une partie du manteau terrestre par une Terre liquide en rotation rapide (2 h). Ce modèle s'appuyait sur les similitudes de densité (3,3 g/cm^3) et de composition en éléments majeurs. En particulier, il expliquait la faible teneur en fer par la concentration de cet élément dans le noyau terrestre au moment de la fission. Toutefois, une analyse prenant en compte la répartition des éléments sidérophiles et des réfractaires imposait des contraintes sérieuses à ce modèle. Plus encore, des objections d'ordre dynamique s'opposaient à ce modèle ; en particulier, il semblait difficile de rendre compte du rapport des masses 1/81 et de l'angle de 5° entre l'orbite lunaire et l'écliptique ;
- capture par la Terre d'une Lune formée ailleurs dans le système solaire. Ce modèle était suggéré par l'étude de l'évolution de l'orbite lunaire sous l'effet des marées, qui indique une plus grande proximité de la Lune dans le passé. La principale objection était avant tout statistique : il s'agit d'un événement très

peu probable. De plus, l'orbite initiale devait être très proche de l'orbite terrestre, avec un demi-grand axe compris entre 0,95 et 1,05 ua. On comprenait alors mal comment un objet formé à la même distance héliocentrique que la Terre aurait une composition globale si différente, sans noyau métallique de grande dimension ;

– accrétion en orbite autour de la Terre. Ce modèle avait l'avantage de ne requérir aucun événement cataclysmique. En revanche, il ne résolvait pas l'objection présentée pour le modèle de capture quant à la composition globale : on pourrait s'attendre que les deux objets, la Terre et la Lune, formés en un même lieu de la cavité solaire, aient accrété des matériaux similaires en composition.

Deux nouveaux développements théoriques importants sont intervenus au début des années 1980. D'une part, les simulations numériques de dynamique chaotique ont montré que les orbites planétaires peuvent être stables pendant des millions d'années, puis peuvent évoluer très rapidement suite aux perturbations exercées par les planètes géantes ; ce résultat a montré que des collisions entre corps massifs avaient pu intervenir au début de l'histoire du système solaire. D'autre part, des simulations hydrodynamiques en 3 dimensions ont montré que le résultat de l'impact latéral d'un corps de la taille de Mars avec la Terre pouvait être l'éjection en orbite terrestre d'une partie des manteaux des deux corps concernés, accompagnée de la fusion des deux noyaux riches en éléments lourds. Ce scénario est compatible avec l'orbite initiale de la Lune, fortement elliptique et inclinée, telle que les modèles la déduisent des mesures actuelles du taux de récession lunaire (4 cm/an ; voir 6.4.5). Il a aussi l'avantage de rendre compte des résultats des modèles numériques de formation planétaire qui semblent indiquer la formation d'au moins une vingtaine de corps planétaires de la taille des planètes telluriques : ils rendent nécessaire l'existence d'impacts majeurs entre ces corps pour réduire leur nombre à celui des planètes telluriques observées aujourd'hui.

Il faut noter également que les modèles dynamiques faisant intervenir un comportement chaotique des planètes telluriques au cours de leur histoire ont une autre implication très importante : en l'absence de la Lune, l'axe de rotation de la Terre pourrait avoir augmenté jusqu'à 60°. Une telle variation, qui a pu intervenir pour les autres planètes telluriques, aurait eu des conséquences sans doute dévastatrices sur l'évolution climatique de la Terre et peut-être aussi sur le développement de la vie terrestre.

6.4.5 Le système Terre-Lune

Actuellement, la distance moyenne entre la Terre et la Lune est de 384 402 km. Cette distance augmente au cours du temps à cause de l'effet de marée, à raison de 4 cm/an environ à l'heure actuelle (un effet semblable provoque l'éloignement progressif de Deimos par rapport à Mars, et le rapprochement de Phobos ; voir 6.6). En supposant que l'énergie dissipée soit restée constante dans le passé, on calcule que la Lune était au plus près de la Terre il y a environ deux milliards

d'années. On devrait trouver des traces des effets de marée considérables de cette époque dans les roches lunaires, qui se sont solidifiées pour les plus jeunes il y a trois milliards d'années, ce qui n'est pas le cas. En réalité, l'énergie dissipée n'a pas de raison d'être restée constante : on sait en effet qu'elle l'est essentiellement dans les océans terrestres, et il est acquis que la répartition des continents terrestres a très sensiblement varié au cours de l'histoire de la Terre. Rien ne s'oppose donc à ce que ce soit du tout début de l'histoire du système solaire que date l'éloignement progressif de la Terre et de la Lune.

L'effet de marée est également responsable de ce que la Lune présente toujours la même face à la Terre : il a freiné la rotation de la Lune jusqu'à rendre égales les périodes de rotation et de révolution, comme c'est le cas pour tous les systèmes de satellites (voir 1.1.5).

Étant donné que l'excentricité de l'orbite de la Lune autour de la Terre n 'est pas nulle (0,054), la vitesse orbitale n'est pas constante, ce qui serait le cas pour une trajectoire circulaire. En conséquence, le mouvement de rotation est périodiquement légèrement en avance ou en retard par rapport au mouvement de révolution. L'oscillation relative de la trajectoire de la Lune par rapport à la Terre est la libration en longitude, qui s'accompagne d'une libration en latitude du fait de l'inclinaison non nulle (5,8°) de l'axe de rotation sur l'écliptique. Elle permet l'observation d'un peu plus de la moitié (59 %) de la surface lunaire depuis la Terre.

Le Soleil et les planètes perturbent l'orbite de la Lune. Citons l'avance du périgée lunaire, qui résulte de la rotation de la ligne des apsides avec une période de 8,85 ans. La ligne des nœuds, quant à elle, est soumise à un mouvement rétrograde de période 18,6 ans.

Plusieurs mois lunaires peuvent être définis selon que l'on repère la position de la Lune par rapport à la Terre ou aux étoiles (fig. 6-27). Le mois sidéral correspond au retour de la Lune dans une même configuration par rapport à un repère fixe, et vaut 27,32 jours solaires moyens. La durée séparant deux phases lunaires identiques est le mois synodique (29,53 jours), plus long que le précédent compte tenu du mouvement de la Terre par rapport au Soleil.

6.5 Mars

À de nombreux égards, la planète Mars présente des points communs avec la planète Terre. Quoique son diamètre n'excède que de peu la moitié de celui de la Terre, sa structure est celle d'une planète différenciée : noyau métallique central, entouré d'un manteau, recouvert d'une croûte. Dans une atmosphère peu dense, riche en gaz carbonique, se forment des cirrus blancs et des brumes givrantes, tandis que l'inclinaison importante de l'axe de rotation de la planète sur le plan de son orbite autour du Soleil est à l'origine de saisons très marquées. Des formations géologiques d'une riche variété, des volcans gigantesques, attestent une intense activité interne passée, aujourd'hui disparue. La couleur rougeâtre du sol témoigne

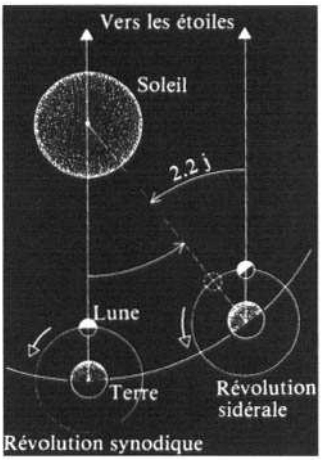


FIG. 6-27 – Schéma illustrant les notions de révolution synodique et sidérale. (D'après A. Cazenave, « La Lune », *Le Grand Atlas Universalis de l'astronomie*, *ibid.*)

d'une hydratation des roches de surface, mettant en valeur le rôle de l'eau dans l'évolution minéralogique de Mars. Pour autant, nous ne savons toujours pas avec certitude si l'eau est apparue sous forme liquide, ou si elle a résidé – comme elle réside encore – sous les seules formes solide (givre, glacé) et vapeur. La présence de vastes gorges asséchées (les canyons) attesterait-elle des écoulements passés ? Il s'agit là d'un problème majeur, imposant la prudence et exigeant de nouvelles expériences lorsqu'on songe aux implications potentielles, pour l'évolution biochimique, de la présence d'eau liquide à la surface d'une planète (fig. 6-28).



FIG. 6-28 – Le sol de Mars : désert et dunes, depuis *Viking-1*. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

6.5.1 L'observation de Mars

Les premières cartes de Mars, fondées sur les observations astronomiques, remontent au XVII[e] siècle. Il faut cependant noter que, contrairement au cas de la Lune, qui nous est plus de cent fois plus proche, bien peu était connu de l'« astre rouge » à l'aube des missions spatiales. L'incapacité de mettre en évidence par l'observation télescopique quelque formation géologique que ce soit – à l'exception notable des vastes calottes polaires – ne permettait pas même de déterminer le degré d'activité actuelle (interne, tectonique, chimique, voire biologique) de la planète. En particulier, plusieurs auteurs ont interprété des contrastes optiques comme des manifestations de vie (présence de lichens, d'algues...).

Dès les années 1960, Américains et Soviétiques se relayèrent, par sondes *Mars* et *Mariner* alternées, pour photographier le sol, analyser l'atmosphère, mesurer quelques paramètres physiques globaux. Les premières photographies transmises par *Mariner 4* en 1965 révélaient un astre criblé de cratères d'impacts, à l'image de la Lune : Mars apparaissait alors comme un astre géologiquement mort, peut-être depuis sa naissance. Les missions *Mariner 6* et *7* confirmèrent ce diagnostic. C'est à la sonde *Mariner 9*, fonctionnant en orbite en 1971-1972, qu'il revint de transmettre la première collection complète de photographies du sol, représentant la quasi-totalité de la surface, avec une résolution meilleure que 5 km. Compte tenu de l'orbitographie, il a même été possible, pour une portion limitée de la surface, d'obtenir une résolution de quelques centaines de mètres seulement. Ces photographies, retransmises par télémétrie, ont été à l'origine des premières cartes géologiques détaillées de Mars. *Mariner* 9 révéla une grande diversité de formations géologiques, avec en particulier des volcans gigantesques et des « canyons » géants. Il est à noter qu'aucun de ces canyons ne correspond aux canaux (les caneli de Schiaparelli) que des astronomes avaient cru discerner sur Mars auparavant.

L'étape suivante dans l'exploration de Mars fut atteinte avec le spectaculaire programme américain *Viking*. Celui-ci comportait deux sondes spatiales, chacune comprenant une sonde d'atterrissage (un lander), devant prélever des échantillons et les analyser *in situ*, et un orbiter, chargé d'observer la planète depuis une orbite basse, et de retransmettre vers la Terre l'ensemble des données, y compris celles accumulées par les landers. Le premier atterrissage eut lieu le 20 juillet 1976, dans la région de Chryse Planitia. Le second engin se posa le 3 septembre suivant, dans une région nommée Utopia Planitia, éloignée de la précédente de 6 500 km ; les latitudes (nord) et longitudes des deux sites furent respectivement : 2,27° et 47,97° pour *Viking 1* ; 47,7° et 225,7° pour *Viking 2*. Au nombre des observations en orbite, il faut en particulier citer la prise de plus de 50 000 clichés du sol, avec une résolution variant de 10 à 150 m selon les zones analysées. Quant aux expériences *in situ*, qui fournirent par exemple la détermination de la composition chimique, elles visaient avant tout un objectif : mettre en évidence la présence de matière organique, voire vivante, disséminée parmi le sable.

Après l'arrêt, en novembre 1982, du programme *Viking*, l'exploration spatiale de Mars a connu une période creuse, marquée par un certain nombre d'échecs. En 1988, la mission soviétique *Phobos* s'est soldée par un demi-succès, avec la perte de la première sonde en cours de croisière, puis celle de la seconde après un mois d'observation en orbite martienne. Quelques années plus tard, la sonde américaine *MOM* (*Mars Orbiter Mission*) fut perdue au moment de son arrivée en orbite martienne. En 1996, l'ambitieuse mission soviétique *Mars-96* fut anéantie lors du décollage. Quelques années plus tard, la NASA connut elle aussi un double échec avec la perte des sondes *Mars Climate Orbiter* et *Mars Polar Lander*. Deux succès sont cependant à mentionner au cours de ces années : la mission *Mars Global Surveyor (MGS)*, lancée par la NASA en 1996, a permis de poursuivre la phase de caractérisation globale de la planète ; de plus, la mission pilote *Mars Pathfinder*, de la NASA, lancée en 1997, a fourni la caractérisation *in situ* d'un site martien. Le programme américain se poursuit avec la mission *Mars Odyssey*, mise en orbite en 2001. Dans les années qui viennent, la mission européenne *Mars Express*, programmée pour un lancement en 2003, et les différentes phases du programme « *Mars Sample Return* », devraient permettre de passer du stade exploratoire à l'étude systématique de la planète Mars, avec pour objectif la mise en place d'un réseau de stations au sol et, à plus long terme, le retour d'échantillons martiens.

6.5.2 Paramètres orbitaux, propriétés physiques macroscopiques et structure interne

Les tableaux 1-1 et 1-3 du chapitre 1 résument l'ensemble des caractéristiques globales de Mars.

La densité moyenne de Mars est nettement inférieure à celle de la Terre. Quoiqu'il faille prendre en compte des degrés de compression interne différents, cela traduit vraisemblablement une plus faible teneur en fer de Mars : environ 25 %, à comparer aux 33 % de la Terre. Cette teneur globale plus faible s'accompagne, semble-t-il, d'une concentration plus forte, en revanche, dans les couches externes (croûte, manteau).

Les mesures du moment d'inertie, réalisées notamment par *Mars Pathfinder*, indiquent une valeur de 0,366, ce qui implique la présence d'une forte densité centrale ; rappelons que le moment d'inertie d'une sphère creuse est de 1, celui d'une sphère homogène de 0,4, et qu'il tend vers 0 lorsque la masse tend elle-même à se concentrer près de l'axe de rotation... Les résultats de *Mars Pathfinder* ont permis de dégager deux modèles possibles de l'intérieur de Mars : selon le premier, Mars posséderait un petit noyau dense constitué essentiellement de fer (représentant 15 % de la masse planétaire pour un rayon de 1 300 km) ; selon le second, le noyau central, constitué de fer et de soufre, serait plus grand (avec un rayon de 2 000 km) et moins dense ; il représenterait 25 % de la masse planétaire. On sait par ailleurs que Mars est dépourvu de champ magnétique propre d'ampleur

mesurable, ce qui implique que l'intérieur de la planète n'est pas convectif. Un champ magnétique crustal a cependant été mesuré par *Mars Global Surveyor*, en particulier dans les terrains les plus anciens de l'hémisphère sud (fig. 6-29a). Il pourrait avoir été induit par un champ magnétique passé, dû à la présence d'un effet dynamo au début de l'histoire de la planète.

L'épaisseur du manteau, composé essentiellement de silicates (notamment l'olivine, de formule $(Mg, Fe)SiO_4$, est estimée à 1 500-2 100 km, les estimations variant en fonction des caractéristiques du noyau. Dans l'ensemble, Mars apparaît plus riche en fer et moins riche en aluminium que la Terre. Enfin, la croûte, de densité plus faible, pourrait avoir une épaisseur variant de 30 à 150 km, avec de fortes variations spatiales. Elle semble constituée principalement de silicates hydratés.

6.5.3 Formations géologiques

Mars est une planète non sphérique, dont l'aplatissement est plus important que celui de la Terre : le rayon polaire est de 18 km plus petit que le rayon équatorial, ce qui correspond à un rapport de 1/192 à comparer à 1/298 dans le cas terrestre. De plus, les différences d'altitude sont beaucoup plus prononcées, et témoignent d'une forte dissymétrie nord-sud.

Première caractéristique connue depuis les premières observations télescopiques de Mars : la présence de calottes polaires, d'albédo élevé, qui se forment successivement aux pôles nord et sud en fonction du cycle saisonnier. Les mesures satellitaires ont indiqué que la calotte nord est recouverte essentiellement de glace H_2O, tandis que la calotte sud, permanente, est constituée de glace CO_2, recouverte temporairement de glace d'eau. Le comportement de ces calottes joue un rôle fondamental dans le cycle atmosphérique saisonnier, au cours duquel 30 % de la masse atmopshérique totale se condense alternativement aux pôles nord et sud de la planète (voir 6.5.5).

L'hémisphère sud de Mars est dominé par les « highlands », terrains anciens, fortement cratérisés, d'une altitude moyenne de 3 km au-dessus du niveau moyen de la planète. On y trouve deux grands bassins profonds, Argyre Planitia et Hellas Planitia, qui sont au-dessous du niveau moyen de la planète, le fond d'Hellas, à – 6 km, constituant le point le plus bas de Mars. Ces bassins ont vraisemblablement été produits, à l'instar des grands bassins lunaires, par l'impact de météorites de très grande dimension, il y a 4 milliards d'années environ.

L'hémisphère nord, au contraire, est dominé par des plaines volcaniques de basse altitude. À l'équateur on trouve une vaste région plus élevée, le plateau de Tharsis ; son altitude moyenne est de 10 km, et il s'étend sur environ 8 000 km. C'est sur ce plateau que l'on trouve, alignés et d'altitudes semblables, trois des volcans géants de Mars. Non loin de là s'élève le mont Olympe, de plus de 25 km de hauteur, et de 700 km de diamètre de base. C'est vraisemblablement le plus grand volcan du système solaire. Le soulèvement du plateau de Tharsis date de 4,1 à 3,3 milliards d'années, d'après le taux de comptage des cratères d'impact météo-

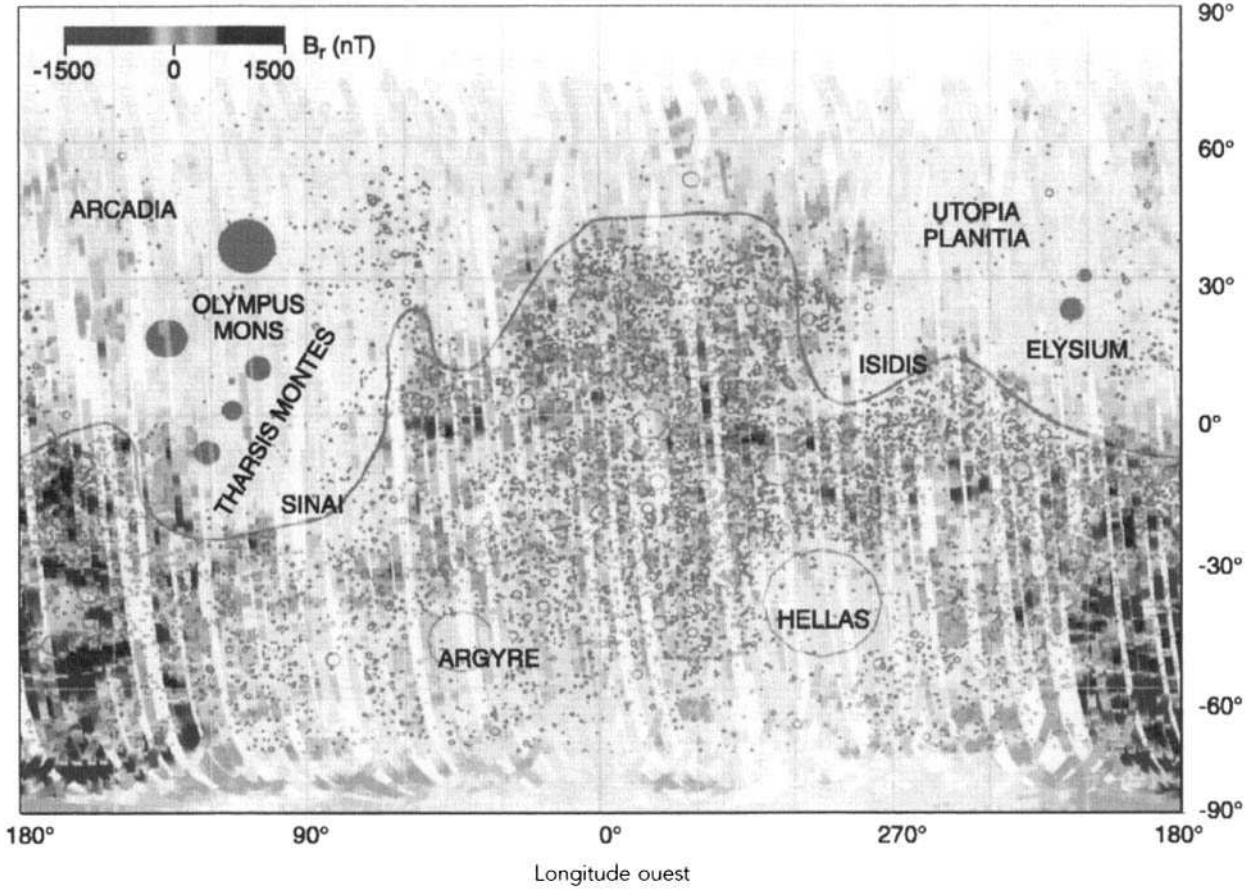


FIG. 6-29a – Carte du champ magnétique crustal de Mars, observé par la sonde *Mars Global Surveyor*. La ligne de dichotomie et les principaux cratères sont également indiqués. (D'après M. H. Acuna *et al.*, *Science* 284, 790, 1999.)

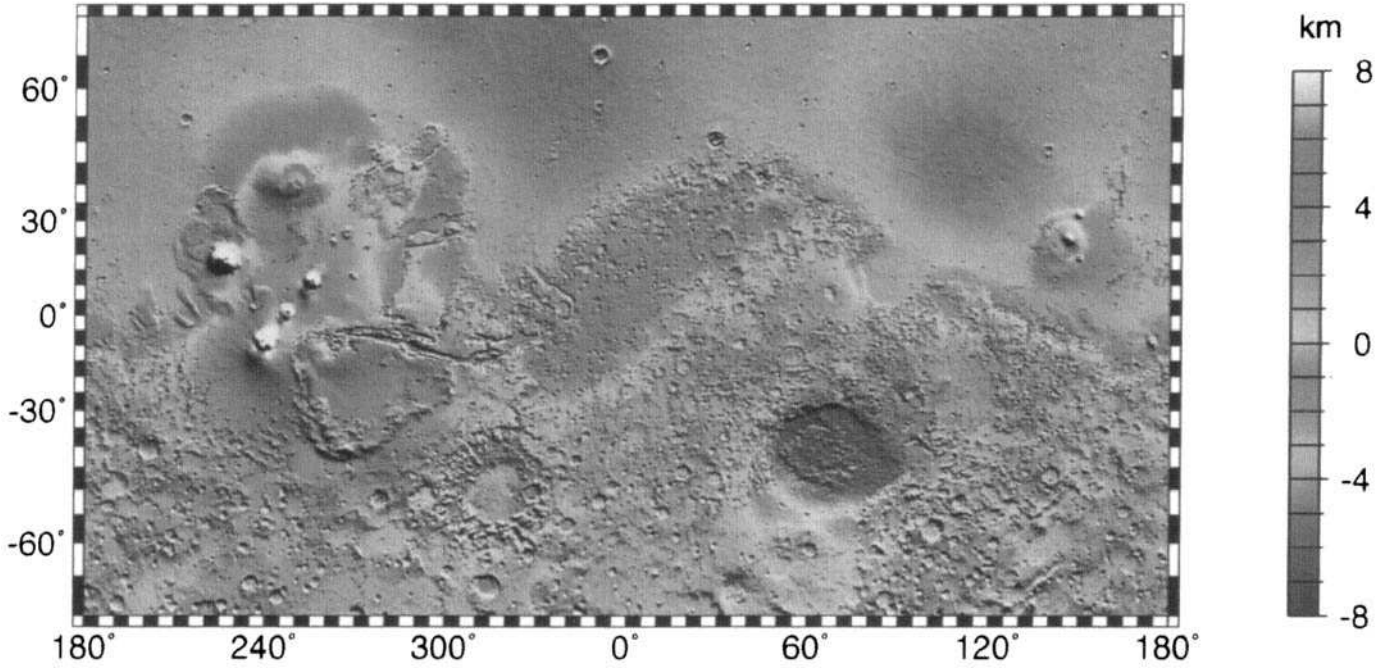


FIG. 6-29b – Carte topographique de Mars obtenu par le radar-altimètre MOLA de la sonde MGS. (NASA/Mars Global Surveyor PIA02031.)

ritique. Le complexe volcanique n'est apparu qu'ensuite, il y a 3 à 2,5 milliards d'années. La grande dimension de ces volcans suppose la présence d'une lithosphère suffisamment épaisse pour les supporter. Elle peut s'expliquer ainsi : en l'absence de tectonique de plaques, qui semble claire, les volcans sont restes stables en position au-dessus des zones magmatiques ; par conséquent, les épanchements de lave ont duré tout au long de l'activité magmatique locale. Il semble que ceux-ci se soient poursuivis jusqu'à une date récente, de l'ordre de quelques centaines de millions d'années. En revanche, l'activité des volcans de plus petite taille (tous situés dans l'hémisphère nord) se serait arrêtée beaucoup plus tôt dans l'histoire de la planète. On n'a pas décelé à ce jour de trace de volcanisme actif sur Mars.

Mars possède un gigantesque réseau de canyons, organisés autour de Valles Marineris, canyon qui parcourt toute une face de Mars, sur une longueur de 5 000 km, avec une profondeur atteignant 7 km et une largeur moyenne de 200 km. Il prend sa source dans la région orientale du plateau de Tharsis, et se prolonge vers l'est en restant approximativement équatorial. Les photographies font apparaître ces canyons comme résultant d'une érosion de type fluvial, ce qui suggère que de l'eau ait pu s'écouler en surface.

Les cartographies réalisées par *Mariner 9*, *Viking* et plus récemment *Mars Gobal Surveyor*, ont fait apparaître trois sortes de vallées qui toutes évoquent des lits de rivières asséchées. On distingue (1) les vallées ramifiées, associées à des terrains anciens, qui suggèrent une érosion fluviale ; (2) les vallées de débâcle suggérant des inondations massives lors d'événements cataclysmiques ; (3) les vallées escarpées à fond plat, suggérant une érosion par flot de débris. Tous ces indices attestent la présence d'eau liquide au cours de l'histoire passée de la planète.

Par ailleurs, les mesures d'altimétrie réalisées par le radar de la mission MGS suggèrent elles aussi la présence possible d'un océan liquide qui aurait recouvert l'hémisphère nord au début de l'histoire de la planète (fig. 6-29b). Il est possible que l'accrétion initiale de la planète ait été suivie d'un dégazage interne, à l'origine d'une atmosphère dense et chaude, riche en particulier de vapeur d'eau. Lors du refroidissement de la surface, cette eau se serait condensée, pour donner naissance à des pluies diluviennes érodant fortement la surface, puis aurait pénétré le sol par percolation ; une fois atteinte la température de condensation, le processus aurait entraîné la croissance progressive d'un épais pergélisol. La fonte ultérieure de ces masses de glace, éventuellement stimulée par de l'activité volcanique, aurait donné naissance à des inondations violentes, qui auraient engendré le réseau actuel de canyons (fig. 6-30).

En plus des formations géologiques de grandes dimensions – cratères d'impact, volcans, canyons –, on distingue à la surface de Mars toute une série de structures morphologiques complexes : failles, éboulements, vallées. Une tectonique a donc opéré sur Mars, mais différente de la tectonique de plaques de type terrestre. On n'observe en effet sur Mars aucune des formations géologiques associées (en particulier montagneuses), ni les deux types de croûtes, océanique et continentale.

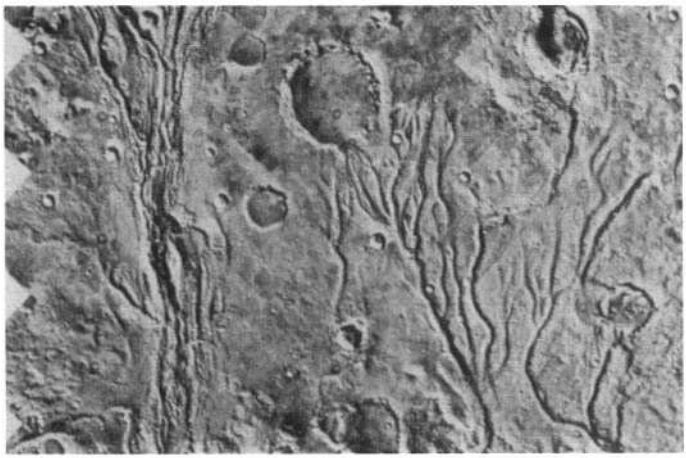


FIG. 6-30 – Sur cette photo prise en orbite autour de Mars apparaissent nettement des canaux témoignant d'écoulements passés. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

De grandes régions de dunes de sable sont visibles, notamment près de la calotte polaire nord. Elles sont une conséquence directe des vents violents qui balaient la surface. Ceux-ci sont également responsables d'une érosion éolienne permanente. C'est elle en particulier qui a détruit tous les cratères d'impact de diamètre inférieur à une centaine de mètres. La circulation de grains est enfin à l'origine de dépôts stratifiés, en particulier dans les calottes polaires. Ces dépôts servent de traceurs de l'accumulation des glaces, et partant peuvent être utilisés comme chronomètres pour la paléoclimatologie martienne.

6.5.4 La composition du sol de Mars

Une fraction de la surface est recouverte d'eau et de gaz carbonique sous forme de glaces. Les calottes polaires s'étendent jusqu'à des latitudes voisines de 60° durant l'hiver. Au printemps, elles se subliment partiellement, pour se recondenser au pôle opposé. Dans les conditions de pression martienne, les températures de condensation de l'eau et du gaz carbonique sont respectivement de 190 K et 150 K. De ce fait, il existe des calottes de glace H_2O et CO_2, les gaz atmosphériques se volatilisant et se recondensant alternativement d'une calotte à l'autre. De plus, de l'eau se condense l'hiver, vraisemblablement à toutes les latitudes, sous la forme de givre. Celui-ci ne recouvre que partiellement la poussière de surface, puisque la condensation de la totalité de l'eau atmosphérique ne correspondait qu'à une pellicule d'un centième de millimètre environ. Enfin, la température sous la surface, aux latitudes supérieures à 45°, devrait permettre à de la glace de subsister tout au long de l'année. L'existence de telles nappes glaciaires souterraines a été récemment démontrée sous les pôles par *Mars Odyssey*. Elles constituent sans doute l'équivalent des pergélisols (« permafrosts ») terrestres.

La composition des grains du « sable » de la surface a été obtenue pour la première fois lors de la mission *Mariner 9*, grâce à un interféromètre de Michelson (« IRIS ») qui analysait l'atmosphère martienne (fig. 6-31). Il réalisait le spectre infrarouge entre 5 et 50 μm, avec une résolution spectrale de 2 cm^{-1}. C'est ainsi qu'en particulier il mit en évidence une structure d'absorption intense, centrée vers 10 μm, attribuée à la présence de grains projetés dans cette atmosphère lors de la tempête de 1971-1972. Le meilleur équivalent terrestre de ces grains est constitué de basaltes et de montmorillonite, qui est une argile obtenue par altération aqueuse de silicates.

Plus récemment, le spectromètre TES de la mission MGS (fig. 6-32) a obtenu, également par spectroscopie thermique, une cartographie minéralogique complète du sol martien (fig. 6-33). Globalement, les spectres martiens peuvent être interprétés par des basaltes plus ou moins oxydés, caractéristiques de matériaux volcaniques ferromagnétiques et de leurs produits d'altération. Les régions plus claires, surtout situées dans l'hémisphère nord, sont particulièrement homogènes et montrent la signature d'oxydes ferriques hydratés, ce qui est compatible avec l'hypothèse selon laquelle ces régions sont recouvertes d'une épaisse couche de régolite ; l'hématite Fe_2O_3 y a été identifiée. Les analogues rocheux terrestres les plus proches du régolite martien sont les palagonites. Les régions sombres, en revanche, présentent plus de variabilité ; on y trouve des oxydes ferromagnétiques tels que les pyroxènes, typiques de matériau volcanique mafique (c'est-à-dire riche en éléments lourds tels que le fer et en magnésium). La composition de ces

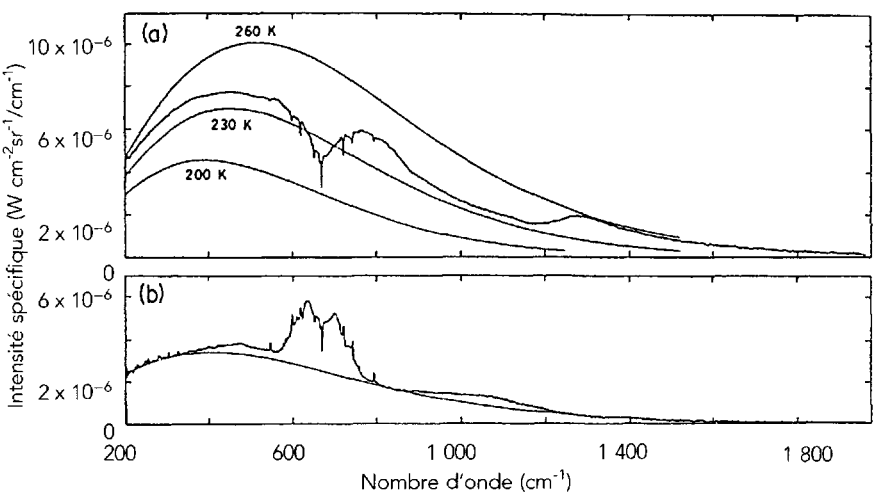


FIG. 6-31 – Le spectre thermique de Mars observé par le spectromètre IRIS de la sonde *Mariner 9*. (a) moyennes latitudes ; (b) pôle sud. On voit que, dans le premier cas, la surface est plus chaude que l'atmosphère, tandis que l'inverse se produit au-dessus du pôle. (D'après R. A. Hanel *et al.*, *Exploration of the Solar System by Remote Sensing*, Cambridge, 1992.)

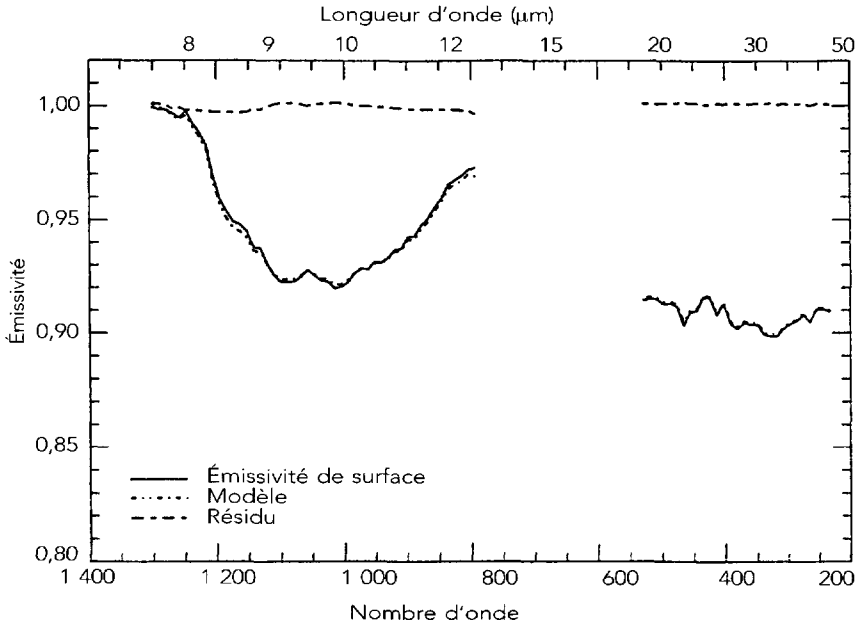


FIG. 6-32 – Mise en évidence de la présence de basaltes sur le sol de Mars par le spectromètre TES de la sonde *MGS*. Trait plein : spectre observé ; pointillé : modèle synthétique. L'erreur résiduelle est indiquée en haut de la figure. (D'après M. Smith *et al.*, *J. Geophys. Res.* 105, 9589, 2000.)

matériaux n'est pas courante sur Terre, et suggère une formation à partir d'une source pauvre en aluminium.

Quoique plus ponctuelles, les expériences réalisées à bord de chacune des deux sondes d'atterrissages *Viking* ont conduit aux résultats les plus importants. Les instruments utilisés sont des spectromètres X. Ces instruments analysent un échantillon par son émission de rayonnement X, dont l'énergie est caractéristique de la composition chimique. Cette émission n'est pas spontanée. À la surface des corps planétaires dénués d'atmosphère, le rayonnement X solaire atteignant le sol induit la fluorescence des grains de surface. L'atmosphère de Mars est en revanche suffisante pour protéger la surface du rayonnement X solaire. En séquence, la fluorescence X des grains de surface doit être stimulée par une irradiation locale (voir section 3.2.4). On a choisi d'irradier le sol à l'aide de deux sources radioactives, d'une part de ^{55}Fe, d'autre part de ^{109}Cd. L'instrument a permis l'analyse d'un vaste domaine de masses au-delà de la masse 20. À partir de la composition élémentaire des échantillons analysés, on a pu déterminer les concentrations en oxydes de ces échantillons (tableau 6-5).

On constate une grande similitude de composition des sols de *Viking 1* et *Viking 2*, pourtant très distants. Cela ne doit cependant pas conduire à la conclusion d'une grande uniformité de composition du sol de Mars, puisque les deux sites

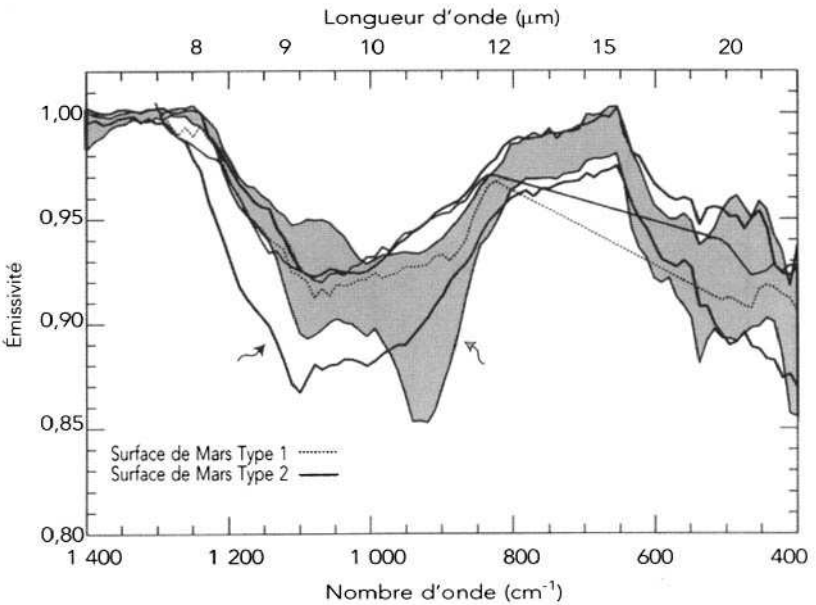


FIG. 6-33 – Les spectres de la surface de Mars observés avec TSS comparés au diagramme de classification spectrale (basaltes et andésites). (D'après V. E. Hamilton *et al.*, *J. Geophys. Res.* 106, 14733, 2001.)

avaient été choisis précisément pour leurs similitudes. Le résultat majeur est la forte abondance de SiO_2 (45 +/– 1 5 %) et de Fe_2O_3 (19 +/– 3 %). On remarque également une concentration élevée de soufre, qui était inattendue, et qui représente près de cent fois la teneur en soufre de la croûte terrestre. En revanche, le potassium est rare : une limite supérieure de 0,25 % a été déterminée, soit cinq fois moins que la concentration de la croûte terrestre. Ajoutons enfin que la densité de la poussière est de 1,1 +/– 0,15 g/cm^3, ce qui indique une porosité de l'ordre de 60 %.

En comparant ces concentrations avec celles des matériaux terrestres, il est apparu que les meilleures correspondances étaient obtenues en mélangeant différents types d'argiles, avec pour base la montmorillonite, de composition $Al_2Si_4O_{10}(OH)_2, xH_2O$, mélangée à de la nontronite (où une partie de l'Al est remplacée par Fe^{+++}) et de la saponite (où Al est remplacé par Mg).

La présence d'argiles à la surface de Mars, qui semble découler de ces mesures, pourrait s'expliquer de deux manières possibles : on peut tout d'abord penser à une altération de silicates par de l'eau, en particulier sous forme de vapeur, c'est-à-dire par l'atmosphère de Mars, accélérée par le rayonnement ultraviolet solaire. On peut également imaginer qu'il s'agit du résultat d'une activité volcanique ayant eu lieu sous une épaisse couche de glace. On sait en effet qu'une éruption volcanique subglacière, faisant interagir violemment un magma riche en fer et de la glace souterraine, peut produire ce type de minéraux, ainsi qu'on le constate avec les palagonites d'Islande.

Tableau 6-5
Composition minéralogique des échantillons du sol de Mars, calculée d'après les compositions élémentaires, déterminées par spectroscopie X, de quatre échantillons martiens aux sites de *Viking 1* (1, 2, 3) et *Viking 2* (4)

	1	2	3	4	Estimation de l'erreur absolue
SiO_2, m %	44,7	44,5	43,9	42,8	5,3
Al_2O_3, m %	5,7		5,5		1,7
Fe_2O_3, m %	18,2	18,0	18,7	20,3	2,9
MgO, m %	8,3		8,6		4,1
CaO	5,6	5,3	5,6	5,0	1,1
K_2O, m %	< 0,3	< 0,3	< 0,3	< 0,3	...
TiO_2, m %	0,9	0,9	0,9	1,0	0,3
SO_3, m %	7,7	9,5	9,5	6,5	1,2
Cl, m %	0,7	0,8	0,9	0,6	0,3
Total	91,8		93,6		...
Rb, ppm	≤ 30			≤ 30	
Sr, ppm	60 ± 30			100 ± 40	
Y, ppm	70 ± 30			50 ± 30	
Zr, ppm	≤ 30			30 ± 20	

6.5.5 L'atmosphère de Mars

À l'aube des missions spatiales, les estimations de la pression atmosphérique martienne, basées sur les propriétés de diffusion de la lumière solaire, donnaient des valeurs voisines de 100 millibars. Le gaz carbonique CO_2 qui était détecté par spectroscopie depuis la Terre, apparaissait alors comme un composé minoritaire. Il a fallu les missions *Mariner 6*, *7* et *9* pour évaluer, par l'occultation des ondes radio lorsque les sondes passaient de l'autre côté de la planète, la pression totale, et découvrir que l'atmosphère était presque constituée de gaz carbonique pur. On sait aujourd'hui que ce dernier représente plus de 95 % de l'atmosphère, dont la pression totale varie de 7 à 10 millibars. Cette très forte variation de pression est due à la fois à la très faible abondance de gaz atmosphérique et à la forte inclinaison de Mars sur le plan de l'écliptique, qui impose de forts effets saisonniers. Au cours du cycle saisonnier, le gaz carbonique, élément majoritaire, se condense alternativement aux pôles nord et sud de la planète ; c'est aussi le cas de l'eau, composant minoritaire du gaz atmosphérique. C'est ainsi que les sondes *Viking* ont mesuré des variations de pression allant jusqu'à 30 % (fig. 6-34).

Structure thermique

La température au sol de Mars, moyennée sur toute la surface et sur l'ensemble du cycle saisonnier martien, est de 210 K. Elle n'est supérieure que de 4 °K à la

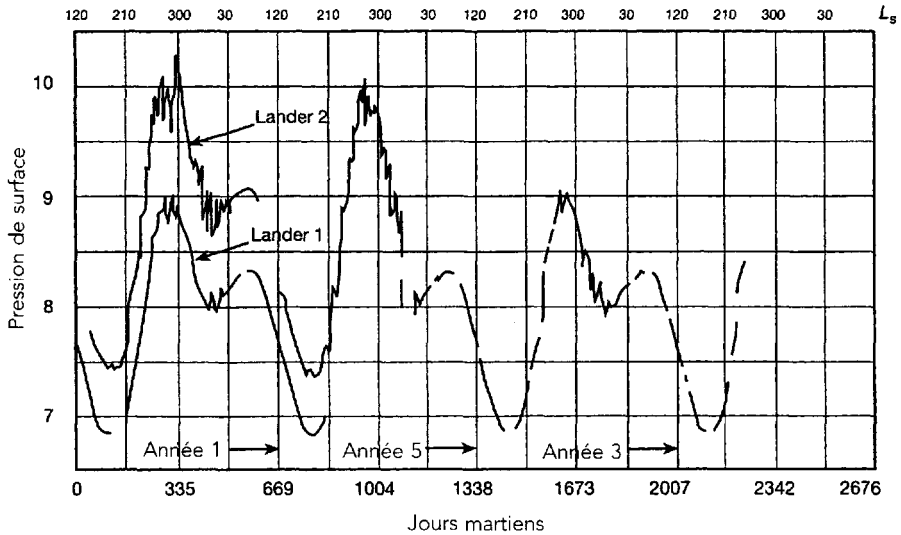


FIG. 6-34 – Changements saisonniers de la pression de la surface de Mars, mesurés *in situ* par les sondes *Viking* au cours de trois cycles, soit six années et quatre mois terrestres. (D'après V. I. Moroz, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, IOPP/Nature, 2001.)

température d'équilibre de Mars, compte tenu de son albédo moyen et de sa distance héliocentrique ; l'effet de serre est donc très limité sur Mars, ce qui s'explique par la faible pression de surface. Les variations saisonnières et géographiques de la température au sol sont considérables : celle-ci peut descendre jusqu'à 145 K aux pôles en hiver et atteindre environ 300 K à basse latitude en été.

Comme dans le cas de Vénus, la structure thermique de Mars est caractérisée par une troposphère, une mésosphère et une thermosphère (voir fig. 6-35). Dans la troposphère qui s'étend du sol jusqu'à une altitude de 50 km environ, la température décroît à mesure que l'altitude augmente. Le sol est chauffé par le rayonnement solaire visible et infrarouge proche, et le transport d'énergie dans la troposphère s'effectue par convection, comme sur la Terre et sur Vénus. La mésosphère, comme dans le cas de Vénus, est approximativement isotherme. La thermo-

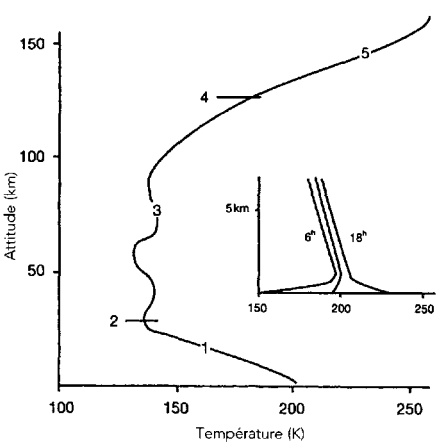


FIG. 6-35 – Le profil thermique de Mars, déduit des mesures des sondes *Viking*.

sphère, qui s'étend au-delà de 120 km, est chauffée par le rayonnement solaire dans l'extrême UV ; les variations jour-nuit y sont très importantes.

En complément aux mesures *in situ* des sondes *Viking* qui ont mesuré le profil thermique martien dans les deux sites de la planète où elles se sont posées, le profil thermique martien a été déduit sur l'ensemble du globe, par inversion des données infrarouges obtenues par les orbiteurs *Mariner 9*, *Viking* et plus récemment *MGS*. CO_2, qui représente 95 % de la composition atmosphérique totale (voir ci-après), est utilisé pour inverser le profil thermique, à partir de sa bande à 15 μm, particulièrement intense (fig. 6-31). La température de surface est quant à elle mesurée à une longueur dépourvue d'absorption atmosphérique (7 ou 20 μm), tandis qu'une mesure autour de 9 μm fournit une information sur l'opacité des poussières. Des cartes de la température au sol et à différentes altitudes ont ainsi été obtenues en fonction du cycle saisonnier (fig. 6-36a). À partir des champs de température et de pression, on a pu établir des cartes de vents ; ces vents, dits thermiques, sont calculés à partir de l'équilibre hydrostatique (fig. 6-36b). Les résultats sont en très bon accord général avec les modèles de circulation générale développés à partir des modèles de circulation terrestre.

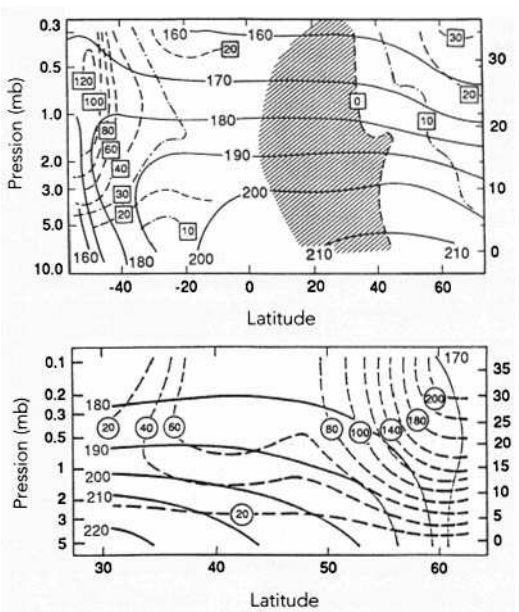


FIG. 6-36a – Cartes des températures atmosphériques moyennes zonales (K, traits pleins) obtenues à partir des données IRIS-*Mariner 9*, et des vents géostrophiques (direction est, en m/s, pointillés) calculés dans l'hypothèse d'un vent nul à la surface.

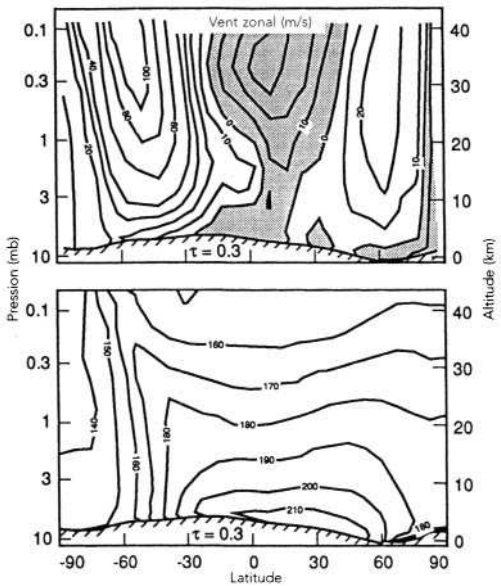


FIG. 6-36b – Carte des mêmes paramètres calculés par un modèle de circulation générale (Pollack *et al.*, *J. Geophy. Res.* 95, 14595, 1990.) Les conditions saisonnières sont celles du printemps dans l'hémisphère nord (Ls = 44°. (D'après R. W. Zurek *et al.*, *in* « Mars », H. H. Kieffer *et al.*, Edts., University of Arizona Press, 1992.)

Composition atmosphérique

Les sondes *Viking* ont mesuré les abondances suivantes : 95,3 % de CO_2, 2,7 % de N_2, 1,6 % d'A, 0,13 % de O_2, 0,07 % de CO et quelque 0,03 % d'H_2O, cette dernière concentration variant fortement au gré des saisons et des latitudes. La concentration d'eau est imposée par la faible température qui règne en surface. Rappelons que, dans le diagramme de phase de l'eau, le point triple a pour coordonnées T = 273 K et P = 4,6 mm Hg (6,1 millibars). On ne peut donc pas trouver de l'eau liquide sur Mars tant que la pression partielle de H_2O est inférieure à 6 mbar. Actuellement, les pressions maximales de l'eau n'atteignent pas 0,06 mbar. L'eau ne peut donc exister que sous forme de vapeur ou de glace, selon la température. Par exemple, au site de *Viking 2*, la température nocturne en hiver descend à 160 K. La pression de vapeur saturante de la glace est alors inférieure à 10^{-6} mbars : il y a donc condensation et apparition de givre (voir fig. 6-37). Au fur et à mesure du réchauffement, le givre disparaît. Pour une température de 180 K, la pression d'eau monte à 6 10^{-5} mbars, ce qui correspond à une concentration voisine de 10^{-3} %. À une température de 200 K, elle passe à 0,02 %.

Du fait de la très faible teneur en O_2, l'ozone O_3 est très peu abondant (0,02 ppm, en moyenne sur le disque, avec un maximum aux environs de 40 km et de fortes variations spatio-temporelles). L'atmosphère de Mars est donc très

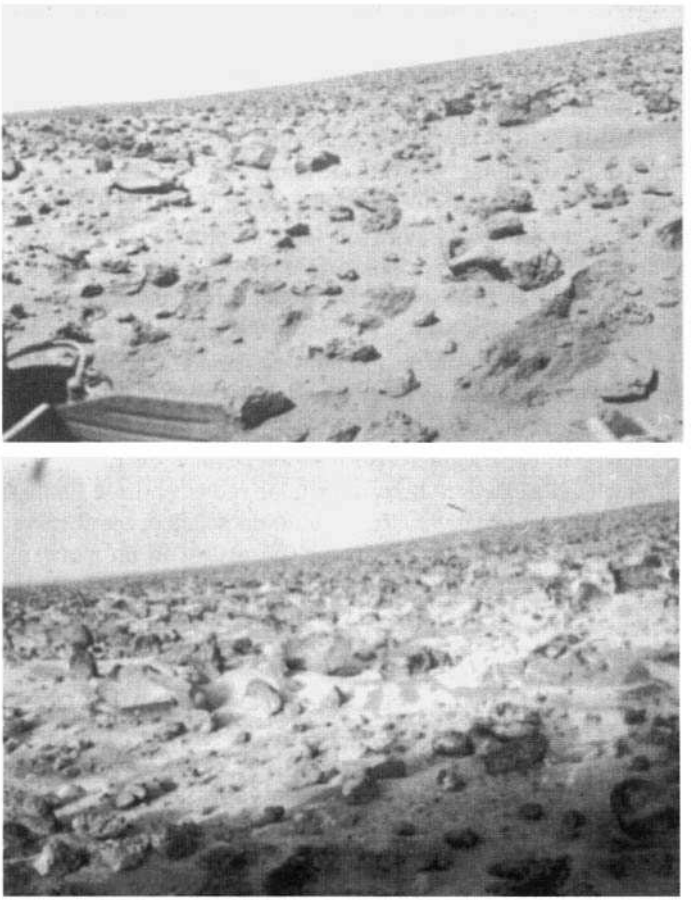


FIG. 6-37 – Du givre recouvre, l'hiver, le désert entourant le site de *Viking 4-1*. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

perméable au rayonnement ultraviolet solaire. C'est lui qui est responsable de la présence, à très faible concentration, d'hydrogène atomique, provenant de la photodécomposition de H_2O. L'hydrogène et l'hélium ne sont pas retenus gravitationnellement par Mars. À l'exception de l'argon, les gaz rares ne sont présents qu'à l'état de traces : Ne (2,5 ppm), Kr (2,5 ppm) et Xe (0,08 ppm). Leurs abondances élémentaires et isotopiques sont des traceurs importants de l'évolution de l'atmosphère.

Circulation générale

En raison de l'obliquité et de l'excentricité de la planète, l'atmosphère martienne présente au cours de l'année de grands changements climatiques, qui

dépendent fortement de la latitude. En conséquence, des saisons très marquées jalonnent l'année martienne (qui dure 669 jours martiens, soit 687 jours terrestres), et ces saisons sont de durées inégales, compte tenu de la troisième loi de Kepler. Dans l'hémisphère nord, le printemps, l'été, l'automne et l'hiver durent respectivement 194, 178, 143 et 154 jours martiens. Les températures les plus élevées seront donc obtenues lors de l'été dans l'hémisphère sud, puisque alors la distance au Soleil est la plus faible. Cet été est en revanche plus court que dans l'hémisphère nord, où il dure 24 jours martiens de plus.

D'importantes variations de température et de pression sont corrélées à cette dynamique martienne, et provoquent la condensation de glaces (eau et neige carbonique), ou au contraire leur volatilisation. Nous avons vu que la pression atmosphérique peut varier de 30 % au cours de l'année. Les variations locales et saisonnières de la température et de la pression entraînent une circulation atmosphérique extrêmement active. Comme sur la Terre et sur Vénus, cette circulation est de type convectif, et se caractérise par des cellules de Hadley (fig. 6-38). À l'équinoxe, l'air chaud s'élève de l'équateur pour redescendre à haute latitude en formant deux cellules convectives. En période de solstice, on observe une seule grande cellule qui prend naissance au point subsolaire, en un mouvement ascendant qui entraîne le gaz atmosphérique au-delà de 50 km d'altitude pour le faire redescendre dans l'autre hémisphère. Conséquence de cette circulation, des vents violents balaient la planète ; au sol, les vents peuvent atteindre 100 km/h, et

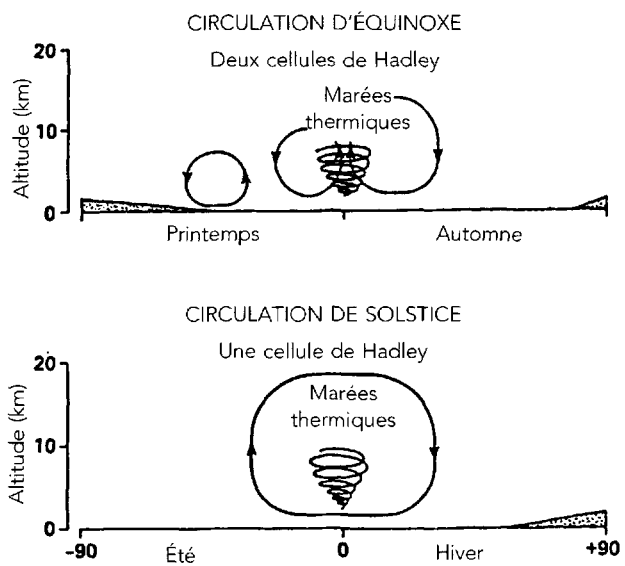


FIG. 6-38 – Schéma des grandes lignes de la circulation martienne à l'équinoxe de printemps (haut) et au solstice d'été (bas) dans l'hémisphère sud. EJ et WJ indiquent les jets dans les directions est et ouest respectivement. (D'après B. M. Jakosky et R. M. Haberlé, *in* « Mars », H. H. Kieffer *et al.*, Edts., University of Arizona Press, 1992.)

augmenter avec l'altitude pour atteindre 400 km/h à 50 km. Les tempêtes de sable peuvent s'étendre à l'ensemble de la planète. Les plus grandes tempêtes de poussière débutent généralement en été dans l'hémisphère sud, car c'est là que la température du sol est la plus élevée. Les aérosols en suspension dans l'atmosphère contribuent au chauffage de celle-ci, ce qui entretient et amplifie la circulation.

Comme effet direct de la circulation, des nuages se forment, principalement des cirrus, ainsi que des brumes, à des époques différentes selon les saisons. Ainsi, des « coiffes » de brume givrante recouvrent les calottes polaires l'hiver, tandis que, l'été, ce sont essentiellement les zones de relief (sommets volcaniques) qui sont le siège de formations nuageuses.

L'eau sur Mars : un indice de son histoire passée

Nous avons vu que la pression partielle de vapeur d'eau sur Mars est très faible. On peut en revanche estimer l'abondance de H_2O contenue dans les calottes polaires ; les estimations indiquent que cette quantité d'eau est équivalente à un océan global d'une profondeur moyenne de 15 à 20 mètres. Cette quantité reste donc faible comparée aux océans terrestres, d'une profondeur moyenne de 2 700 mètres.

Plusieurs indices indiquent cependant que l'eau a pu être beaucoup plus abondante dans l'histoire passée de Mars. Nous avons mentionné l'existence de vallées ramifiées dans les terrains anciens et des vallées de débâcle dans les terrains chaotiques, qui pourraient impliquer l'existence d'eau liquide il y a de cela 3,5 milliards d'années. Autre indice, le laser-altimètre de la mission *MGS* a montré que la ligne de dichotomie qui sépare les terrains anciens et élevés de l'hémisphère sud des plaines plus basses, situées au nord, présente une altitude remarquablement constante ; cette ligne pourrait constituer la ligne de rivage d'un océan qui aurait recouvert les plaines du nord. Enfin, la mesure du rapport D/H dans la vapeur d'eau martienne montre, comme dans le cas de Vénus, un enrichissement significatif (quoique bien moindre) : il est six fois plus élevé que sur la Terre, à comparer au facteur de 120 mesuré sur Vénus. Pour les deux planètes, l'interprétation de cet enrichissement est un effet d'échappement gravitationnel différentiel, la molécule d'eau lourde HDO s'échappant un peu plus difficilement que la molécule H_2O. L'enrichissement d'un facteur 6 mesuré sur Mars impliquerait donc qu'une grande quantité de H_2O s'est échappée au cours de l'histoire de la planète ; selon les modèles, la pression atmosphérique initiale à la surface de Mars pourrait avoir atteint plusieurs dixièmes de bars. Cette valeur a pu alors avoir été suffisante pour alimenter un effet de serre modéré, d'où une température plus élevée qu'aujourd'hui qui aurait autorisé la présence d'eau liquide au début de l'histoire de la planète. Il est vraisemblable que, du fait de la faible masse relative de Mars comparée à Vénus et à la Terre, et donc de la quantité plus faible d'énergie interne disponible, l'effet de serre se soit peu à peu ralenti et que la planète se

soit refroidie. L'eau a dû alors être piégée sous la surface sous forme de pergélisol. Ce scénario est conforté par la détection par le magnétomètre de *Mars Global Surveyor* d'un champ magnétique crustal rémanent, détecté dans les terrains anciens de l'hémisphère sud, qui semble indiquer la présence d'un champ magnétique interne propre à la planète pendant les premières centaines de millions d'années de l'histoire de Mars.

6.5.6 Étude comparative de l'atmosphère des planètes telluriques

Rappelons tout d'abord que le cas de Mercure ne relève pas de cette étude, car sa masse et son rayon sont trop faibles pour que la planète puisse conserver par gravité une atmosphère stable : sa vitesse de libération n'est que de 4 km/s (à comparer à 11 km/s pour la Terre), tandis que les vitesses thermiques des constituants atmosphériques potentiels sont très élevées, Mercure étant proche du Soleil.

Évolution comparative des atmosphères planétaires

En observant les paramètres physiques de l'atmosphère des planètes telluriques, on ne peut qu'être frappé par l'extrême diversité des conditions de température et de pression à la surface de Vénus, la Terre et Mars (voir tableau 6-6). La question se pose donc de comprendre comment, à partir de conditions initiales relativement proches, les atmosphères des planètes telluriques ont pu évoluer vers les conditions extrêmes que nous observons aujourd'hui.

Si l'on considère le bilan global des volatils présents sur Vénus, la Terre et Mars, en tenant compte des océans terrestres de H_2O et de la quantité terrestre

Tableau 6-6
Caractéristiques atmosphériques des planètes telluriques

Planète	Gravité ($cm\,s^{-2}$)	Pression de surface (bar)	Température de surface (K)	Principaux constituants atmosphériques
Vénus	888	90	730	CO_2 (0,965) N_2 (0,035)
Terre	978	1	288	N_2 (0,77) O_2 (0,21) H_2 (0,017) Ar (0,0096)
Mars	373	0,007	218	CO_2 (0,95) N_2 (0,027) Ar (0,016)

(D'après D. Gautier, W. Hubbard, H. Reeves, *Planets – Their Origin, Interior and Atmosphere*, P. Bartholdi *et al.*, dir., 14th Advanced Course, Observatoire de Genève, 1984.)

de gaz carbonique piégé sous forme de carbonates de calcium dans les océans, on constate que les compositions atmosphériques globales des trois planètes sont comparables, à deux exceptions notables près. La première concerne H_2O, présent en abondance sur la Terre dans les océans, et apparemment absent de Vénus et de Mars. Nous avons vu que, dans le cas de Vénus, l'eau a dû être très abondante dans le passé et qu'elle a vraisemblablement disparu par photo-dissociation ; sur Mars, elle est sans doute présente sous la surface sous forme de pergélisol. La seconde exception est l'oxygène, qui est devenu l'un des deux constituants atmosphériques les plus abondants sur la Terre suite à l'apparition de la vie.

On peut alors tenter de retracer une histoire comparative de l'évolution des atmosphères telluriques. Il est vraisemblable que l'eau a joué un rôle clé dans cette évolution, car les différences de température régnant sur les trois planètes, associées à leurs distances héliocentriques respectives, ont impliqué pour l'eau des états préférentiels différents : gazeux sur Vénus, liquide sur la Terre, solide sur Mars. Sur Vénus et sur la Terre, CO_2 et H_2O ont été massivement présents à l'origine. Mais sur Vénus, les deux constituants, sous forme de gaz, ont entraîné un effet de serre qui s'est amplifié avec le temps, conduisant aux températures élevées observées aujourd'hui. H_2O aurait ensuite disparu par photo-dissociation suivie de l'échappement gravitationnel de l'hydrogène. Sur la Terre, en revanche, la présence d'océans a entraîné le piégeage du gaz carbonique sous forme de carbonate de calcium $CaCO_3$. La quantité de CO_2 gazeux est donc restée très faible, ce qui a eu l'effet bénéfique de réguler l'effet de serre et de maintenir à la surface de la Terre une température remarquablement constante au cours de son histoire, rendant ainsi possible le développement de la vie.

Par rapport à Vénus et à la Terre, Mars présente la double particularité d'être plus froide et aussi nettement moins massive. Il en est résulté une activité interne moindre. La température au centre de la planète est en effet proportionnelle au carré du rayon planétaire. Comme la source d'énergie provient du rayonnement radioactif des éléments à longue période, qui décroît avec le temps, les planètes les moins massives deviennent inactives les premières. L'activité magmatique s'est exercée sur Mercure et sur la Lune pendant le premier milliard d'années. L'énergie interne de Mars était importante au début de son histoire, comme l'atteste le champ magnétique rémanent crustal, détecté dans les terrains anciens, témoignant de l'existence d'une dynamo interne ; c'est alors que l'atmosphère a pu être suffisamment dense pour que l'eau existe sous forme liquide à la surface du globe. L'activité interne s'est poursuivie au-delà du premier milliard d'années, comme en témoignent les volcans martiens, puis elle a fini par s'éteindre. Il reste à comprendre comment ont disparu l'eau et le gaz carbonique présents dans l'atmosphère primitive de Mars. Nous avons vu que l'eau pourrait être présente sous la surface de Mars. Quant au gaz carbonique, il pourrait lui aussi avoir été fixé au sol sous forme de carbonates ; ceux-ci n'ont cependant jamais été détectés de manière sûre.

Abondances des gaz rares dans les planètes telluriques

Le tableau 6-7 montre les rapports d'abondance des gaz rares dans Vénus, la Terre et Mars, et la figure 6-39 présente une comparaison de ces valeurs avec celles des météorites CC (les plus primitifs), ainsi qu'avec les abondances cosmiques. Les courbes relatives aux planètes telluriques apparaissent de façon claire plus proches de celle des météorites que de la courbe des abondances cosmiques, ce qui confirme que les atmosphères des planètes telluriques ne se sont pas formées à partir de gaz primordial ; elles se sont formées par dégazage, ainsi que par apport météoritique et micro-météoritique.

Les sondes spatiales ont obtenu, par spectroscopie de masse *in situ*, des mesures précises des rapports isotopiques d'un certain nombre d'éléments (voir tableau 6-8). Les rapports paraissent comparables, sauf dans le cas de l'hydrogène et de l'azote. Nous avons vu que l'enrichissement en deutérium sur Vénus et Mars pouvait s'expliquer par un dégazage d'une grande quantité de H_2O au cours de l'histoire des deux planètes. De même, l'enrichissement du rapport $^{15}N/^{14}N$ mesuré sur Mars peut s'expliquer par un effet d'échappement différentiel,

Tableau 6-7
Comparaison des rapports d'abondance entre les planètes telluriques

	Vénus/Terre	Terre/Mars
C	0,6-1,8	133-6,7
N	1,02-1,7	133-6,7
^{4}He	0,07-1,4	—
^{20}Ne	21 ± 5	$200 \pm {}^{+281}_{-130}$
^{36}Ar	72 ± 10	165 ± 45
^{40}Ar	$0,25 \pm 0,04$	16 ± 3
^{84}Kr	$2,9 \pm {}^{+3}_{-1,5}$	$115 \pm {}^{+185}_{-75}$
^{129}Xe	< 32	13 ± 4
^{132}Xe	< 32	35 ± 9

(D'après T. Donahue et J. Pollack, *Vénus*, University of Arizona Press, 1983.)

Tableau 6-8
Rapports isotopiques dans les planètes telluriques

	Vénus	Terre	Mars
$^{22}Ne/^{20}Ne$	$0,07 \pm 0,02$	0,097	$0,1 \pm 0,03$
$^{38}Ar/^{36}Ar$	$0,18 \pm 0,02$	0,187	$0,19 \pm 0,02$
$^{13}C/^{12}C$	$\leq 1,19$ (– 2)	1,11 (– 2)	$(1,1 \pm 0,1)$ (– 2)
$^{18}O/^{16}O$	$2,0 + \pm 0,1$	2,04 (– 3)	$(2 \pm 0,2)$ (– 3)
$^{15}N/^{14}N$		3,7 (– 4)	5,7 (– 4)
D/H	$(1,6 \pm 0,2)$ (– 2)	1,6 (– 4)	9,6 (– 4)

(D'après T. Donahue et J. Pollack, *Vénus*, University of Arizona Press, 1983.)

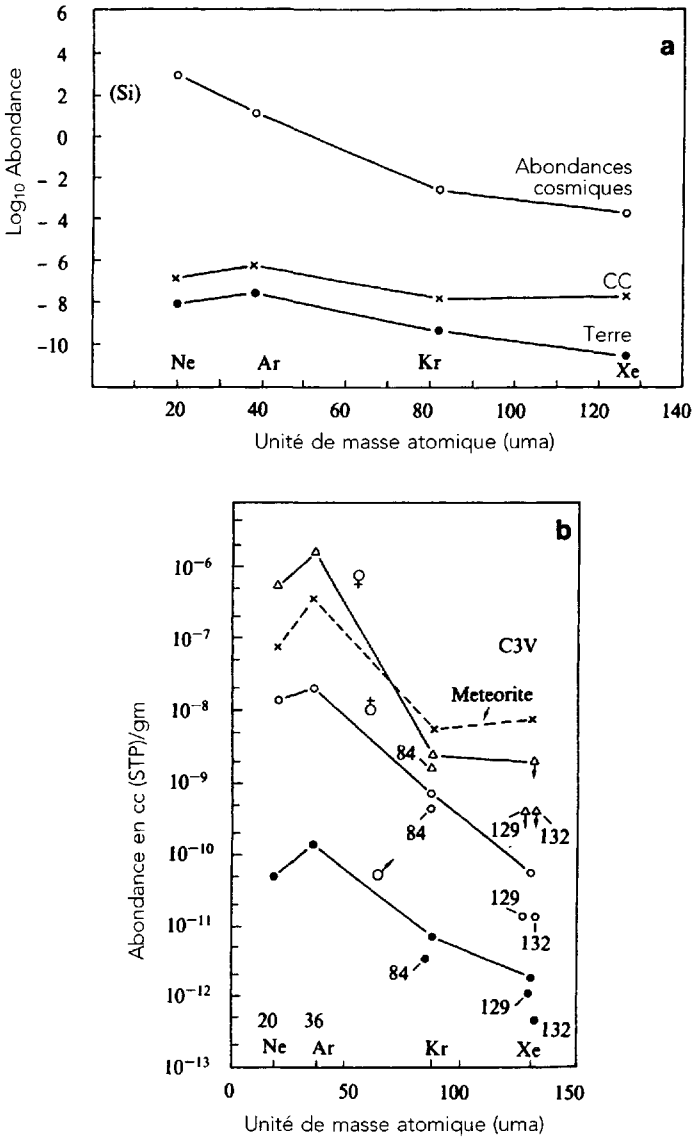


FIG. 6-39 – Abondances des gaz rares dans les planètes telluriques, comparées aux abondances cosmiques et à celles des chondrites carbonées. (D'après T. Donahue et J. B. Pollack, *in* « Vénus », D. M. Hunten *et al.*, Edts., University of Arizona Press, 1983.)

^{15}N s'échappant un peu plus difficilement que ^{14}N ; ce résultat peut suggérer lui aussi l'existence d'une atmosphère primordiale plus massive.

Dans le cas des gaz rares, on remarque que le rapport $^{22}Ne/^{20}Ne$ augmente légèrement avec la distance héliocentrique, la valeur de Vénus étant égale à celle du vent solaire. Ce comportement pourrait être dû à l'implantation du vent solaire dans les grains de surface des planètes telluriques, l'effet étant d'autant plus marqué que la planète est plus proche du Soleil. Cette hypothèse expliquerait aussi la décroissance de l'abondance des gaz rares observées entre Vénus, la Terre et Mars (voir tableau 6-7). Cette interprétation, cependant, ne suffit pas à rendre compte de l'ensemble des abondances relatives des gaz rares, telles qu'elles apparaissent sur la figure 6-39.

6.5.7 La recherche d'une vie fossile sur Mars

Contrairement aux observations des missions spatiales précédentes, *Mariner 9* a mis en évidence l'existence de formations de surface interprétées comme résultant d'un écoulement d'eau. Il n'en fallait pas plus pour redonner du crédit aux hypothèses d'une évolution organique ayant pu conduire à l'apparition de systèmes biologiques (voir aussi plus bas 15.3.3). Le programme *Viking* se fixait un objectif prioritaire à la mesure de l'enjeu : mettre en évidence une chimie organique, voire une activité vivante, fût-elle fossile, à la surface de Mars. La détection, pour la première fois, d'azote dans l'atmosphère permettait de penser que les conditions étaient effectivement propices à une évolution biologique. Chacun des modules d'atterrissage comportait un bras manipulateur, capable de ramasser des échantillons et de les introduire dans des enceintes expérimentales où ils étaient analysés et soumis à des traitements spécifiques. Les expériences étaient de deux types : chimique et biologique.

L'expérience chimique consistait en l'analyse du sol par chromatographie gazeuse suivie de spectrométrie de masse. L'expérience biologique devait détecter non plus seulement de la matière organique mais vivante, par son métabolisme. Elle comportait un pyrolyseur, et deux instruments destinés à étudier la réaction du sol martien avec un mélange nutritif aqueux. Les résultats, d'abord ambigus, conclurent finalement à l'absence de matière organique dans le sol martien à l'endroit des deux sites *Viking*. La présence possible d'un élément très oxydant, comme H_2O_2, a alors été suggérée ; il se peut aussi que le rayonnement UV solaire qui pénètre jusqu'à la surface empêche la survie de toute molécule organique soumise directement à son effet. Dans le futur, les recherches se concentreront de préférence dans les endroits non exposés à la lumière solaire.

Il existe une autre source d'investigation pour la recherche d'une vie fossile sur Mars : il s'agit des météorites dites « martiennes » ou météorites SNC (Shergotty, Nakhla and Chassigny). Ces météorites présentent des compositions élémentaires et isotopiques en remarquable accord avec les valeurs martiennes obtenues par *Viking* ; d'où la conclusion, largement acceptée par la communauté scientifique, que ces météorites proviennent de Mars. L'une d'entre elles, ALH 84001, a fait

l'objet d'une active controverse scientifique en 1996, avec l'annonce de la découverte de signes de vie fossile (présence de PAH – hydrocarbures polycycliques aromatiques –, structures ovoïdes associées à des nanobactéries) ; cependant, l'interprétation biologique de ces phénomènes a été par la suite abandonnée. La présence de molécules organiques dans cette météorite reste cependant confirmée. La recherche d'une vie fossile sur Mars continuera donc à être l'objectif majeur des missions spatiales futures consacrées à l'exploration de Mars (programmes *Mars Express* et *Mars Sample Return*).

6.6 Phobos et Deimos

Mars possède deux satellites : Phobos et Deimos. Tous deux sont de petits objets, de forme non sphérique : ils s'inscrivent approximativement dans des ellipsoïdes, respectivement, de dimensions $27 \times 21 \times 19$ km et $15 \times 12 \times 11$ km pour Phobos et Deimos (voir fig. 6-40 et 6-41). Découverts en août 1877 par Asaph Hall, leur exploration principale date des missions spatiales américaines *Mariner* et *Viking*. On possède grâce à ces dernières des images à très haute résolution, qui atteint quelques mètres sur Phobos. Des images et des spectres de Phobos ont également été obtenus en 1989 par la mission soviétique *Phobos 2* qui,

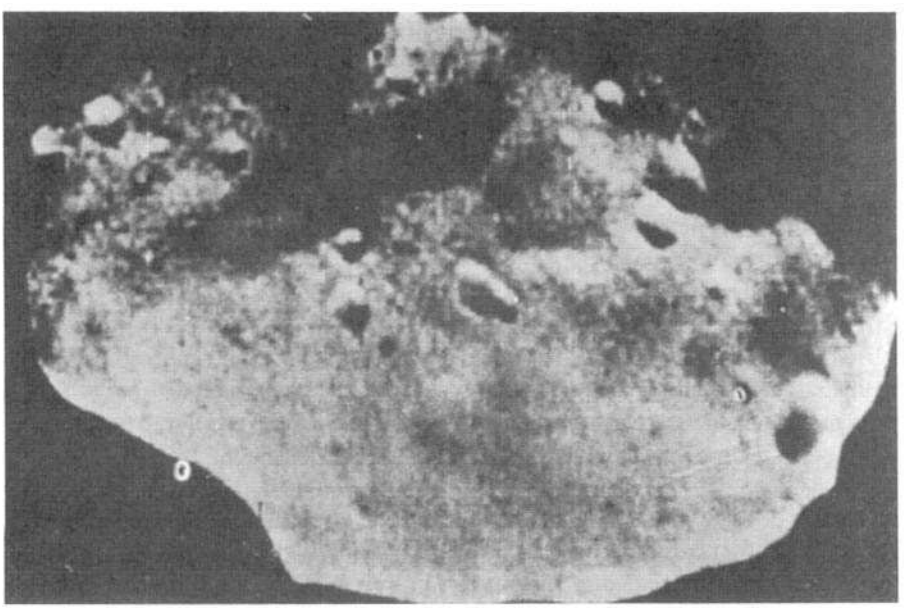


FIG. 6-40 – Phobos, vu par *Viking* en 1977. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

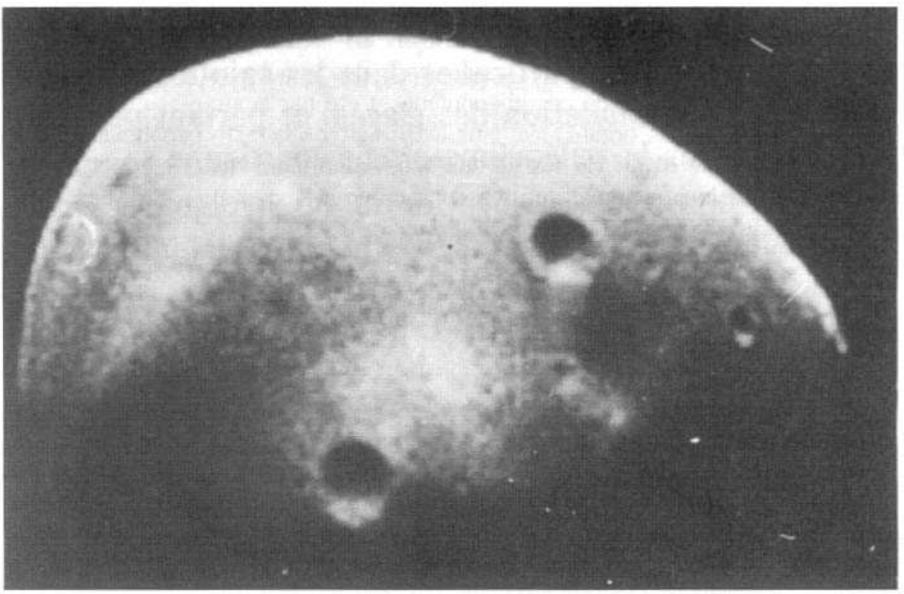


FIG. 6-41 – Deimos, vu par *Viking* 1977. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

malheureusement, fut prématurément interrompue, avant la descente du module destiné à une série de mesures *in situ* du satellite.

Les orbites de Phobos et Deimos sont circulaires, situées dans le plan équatorial de Mars et parcourues dans le sens direct. Leurs rayons sont de 9 354 et 23 490 km, correspondant à des périodes de révolution de 7 h 39 min et 30 h 18 min, respectivement, pour Phobos et Deimos.

Les effets de marée entre Mars et ses satellites se traduisent par les deux propriétés suivantes :

– au niveau des satellites, le mouvement de rotation est stabilisé en un mouvement de rotation synchrone, c'est-à-dire de période égale à celle du mouvement de révolution autour de Mars : Phobos et Deimos présentent toujours la même face à Mars qu'ils pointent selon leur grand axe ;

– au niveau de Mars, les « bourrelets » équatoriaux présentent un axe de symétrie distinct de l'axe Mars-satellite. Cela provient d'une part de la grande viscosité de l'intérieur martien, d'autre part de ce que la période de rotation de Mars, qui est de 24 h 37 min, est distincte de la période de révolution de ses satellites. Il en résulte pour ces derniers une force gravitationnelle résultante qui n'est pas strictement radiale. Dans le cas de Phobos, qui tourne plus vite que Mars (il se lève à l'ouest et se couche à l'est), la composante de marée est équivalente à une force de freinage, laquelle à son tour impose au rayon de

l'orbite de Phobos une diminution inexorable : Phobos devrait s'écraser sur Mars à l'échelle de quelques dizaines de millions d'années. En revanche, Deimos fait moins d'une révolution au cours d'une rotation martienne, ce qui produit une augmentation lente mais progressive du rayon de son orbite, à l'image de ce qui caractérise l'évolution du système Terre-Lune.

La densité moyenne de ces deux satellites est voisine de 2. Elle diffère donc sensiblement de celle de Mars, ce qui reflète vraisemblablement une différence de composition globale. Celle-ci apparaît également dans la composition de surface : Phobos et Deimos ont un albédo très faible (environ 5 %), plus faible même que celui des sols lunaires les plus sombres. Ils semblent dominés par la présence de minéraux opaques carbonés, analogues aux constituants de la matrice des chondrites carbonées, les plus primitives des météorites (voir chapitre 13).

Les surfaces de Phobos et Deimos sont toutes deux recouvertes d'un régolite et sont criblées de cratères d'impacts météoritiques. Leur densité permet de dater ces surfaces à plus de trois milliards d'années. Plusieurs différences permettent toutefois de distinguer ces deux satellites. L'épaisseur du régolite est nettement plus grande sur Phobos (plus de 200 m) que sur Deimos. Phobos possède deux très grands cratères, Stickney, de 10 km de diamètre et Hall, 6 km de diamètre. Le diamètre de Stickney est supérieur au tiers de celui de Phobos dans son ensemble. Les effets de l'impact responsable de ce cratère peuvent se trouver dans un système de stries parallèles de plusieurs centaines de mètres de longueur et d'une vingtaine de mètres de profondeur, qui parcourent une grande partie de la surface. Deimos présente quant à lui des contrastes d'albédo à petite échelle spatiale, ainsi que des blocs rocheux qui n'apparaissent pas sur Phobos.

Les spectres de Phobos obtenus dans le visible et l'infrarouge proche par le spectro-imageur ISM de la mission *Phobos 2* montrent une pente très rouge du continu, l'absence de signature d'hydratation. Les données de spectro-imagerie de *MGS* confirment que les deux lunes sont similaires aux astéroïdes de type D (voir chapitre 7), très rouges, constitués peut-être de matière organique (absente du régolite martien) ou de matériau mafique très modifié par l'altération spatiale (*space weathering*) comme le sol des mers lunaires.

On s'accorde ainsi généralement à considérer que Phobos et Deimos auraient une origine différente de celle de Mars. Ils n'auraient pas été formés par l'accrétion en orbite de matériau similaire à celui qui aurait donné naissance à Mars. Il s'agit vraisemblablement d'objets provenant des astéroïdes de la ceinture extérieure, capturés par Mars. Pour autant, on ne peut pas totalement exclure l'hypothèse d'une origine par accrétion à la distance héliocentrique actuelle.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Chapitre 7

Les astéroïdes

LES ASTÉROÏDES sont une multitude hétérogène de petits corps en orbite autour du Soleil avec un vaste spectre de propriétés physiques et dynamiques. Contrairement aux planètes et aux comètes, connues depuis l'Antiquité, les astéroïdes sont des nouveaux venus dans les catalogues des objets célestes.

L'observation des orbites des planètes, dont les rayons croissent en progression géométrique (loi empirique de Titius-Bode, voir section 1.1.3), fait apparaître un vide entre Mars et Jupiter. Le 1er janvier 1801, le sicilien Giuseppe Piazzi (1746-1826) découvrit Cérès, petite planète d'un millier de kilomètres de diamètre, orbitant à 2.8 ua environ. L'orbite de Cérès correspondait exactement à celle de la « planète manquante ». Cependant, la masse de Cérès était beaucoup plus faible que celle de Mercure, la plus petite des planètes. Il s'est rapidement avéré que Cérès n'était pas le seul corps à orbiter entre Mars et Jupiter ; trois autres astéroïdes allaient être découverts au début du XIXe siècle, Pallas, Junon et Vesta. Les découvertes se sont ensuite succédé au rythme des progrès des techniques d'observation, et plus de 100 000 astéroïdes sont aujourd'hui recensés. On a déterminé l'orbite précise de plus de 20 000 d'entre eux, ce qui permet de les retrouver pour les observer. À chacun de ces 20 000 objets on a attribué un numéro d'identification, correspondant à son ordre d'arrivée dans la liste des astéroïdes bien connus, souvent suivi par un nom, choisi par le découvreur. Les autres, encore imparfaitement caractérisés, sont provisoirement nommés par l'année de leur découverte et deux lettres correspondant à la date de leur première observation.

Les premiers astéroïdes visités par une sonde spatiale furent 951 Gaspra et 243 Ida. La mission *Galileo*, pendant son voyage vers Jupiter, a survolé ces deux astéroïdes et a découvert, autour d'Ida, le première satellite d'un astéroïde, nommé Dactyl. En juin 1997, la sonde *NEAR* (*Schoemaker*) a survolé l'astéroïde 253 Mathilde. Elle a aussi été la première sonde spatiale à se mettre en orbite autour d'un astéroïde (433 Éros), d'où elle a poursuivi ses observations pendant une année, jusqu'au moment où elle s'est posée sur la surface de Eros en réalisant les premières mesures *in situ* sur un astéroïde.

Tableau 7-1
Caractéristiques principales des dix plus gros astéroïdes

	Astéroïde	Type	Magnitude apparente	Diamètre (km)	Demi-grand axe (ua)
1	Cérès	G	7,5	970	2,768
2	Pallas	B	8	538	2,773
4	Vesta	V	6,5	516	2,362
10	Hygeia	C	10	444	2,386
511	Davida	C	11	326	3,181
704	Interamnia	F	11	317	3,061
52	Europe	C	11	302	3,095
15	Eunomia	S	9,5	255	2,642
65	Cybèle	P	12	237	3,428
451	Patientia	C	11,5	225	3,065

D'autres missions spatiales futures (*Rosetta*, *Muses-C*) auront des survols et/ou des rencontres avec d'autres astéroïdes. Cependant, il est clair que l'unique manière de connaître les caractéristiques de l'ensemble de la population astéroïdale est d'utiliser les observations astronomiques depuis le sol, désormais bien calibrées. Il est très important d'étudier cette population dans sa globalité pour comprendre les processus de formation planétaire. En fait, il existe une telle quantité d'astéroïdes, avec une si grande variété en matière de minéralogie, de diversité de forme et de localisation dans le système solaire, qu'ils peuvent fournir des contraintes importantes aux modèles d'évolution du système solaire.

7.1 Caractéristiques orbitales

Les astéroïdes circulent un peu partout dans le système solaire (fig. 7-1), mais la plupart des astéroïdes sont concentrés dans une région comprise entre 2 et 3.5 ua, appelée « ceinture principale ». Leurs orbites sont elliptiques, ont des excentricités comprises entre 0.01 et 0.3, et des inclinaisons par rapport au plan de l'écliptique qui varient entre 0° et 35°. L'histogramme de la fig. 7-2 montre le nombre d'astéroïdes en fonction de leur distance moyenne au Soleil (en ua). La distribution n'est pas uniforme, certaines zones comportent une brusque diminution de la densité (lacunes de Kirkwood) et ailleurs on trouve des concentrations d'objets. Lacunes et concentrations ont été découvertes par Kirkwood en 1867 et correspondent à des régions dites de résonance avec Jupiter (voir section 1.1.4), c'est-à-dire que le rapport entre la période orbitale du corps qui se trouve dans cette position et la période orbitale de Jupiter est formé par deux nombres entiers et petits (par exemple, un astéroïde qui se trouve à la résonance 3:2 effectue 3 révolutions autour du Soleil pendant que Jupiter en fait deux).

La compréhension des propriétés dynamiques de la population astéroïdale est basée sur des concepts fondamentaux comme la stabilité, les résonances et le

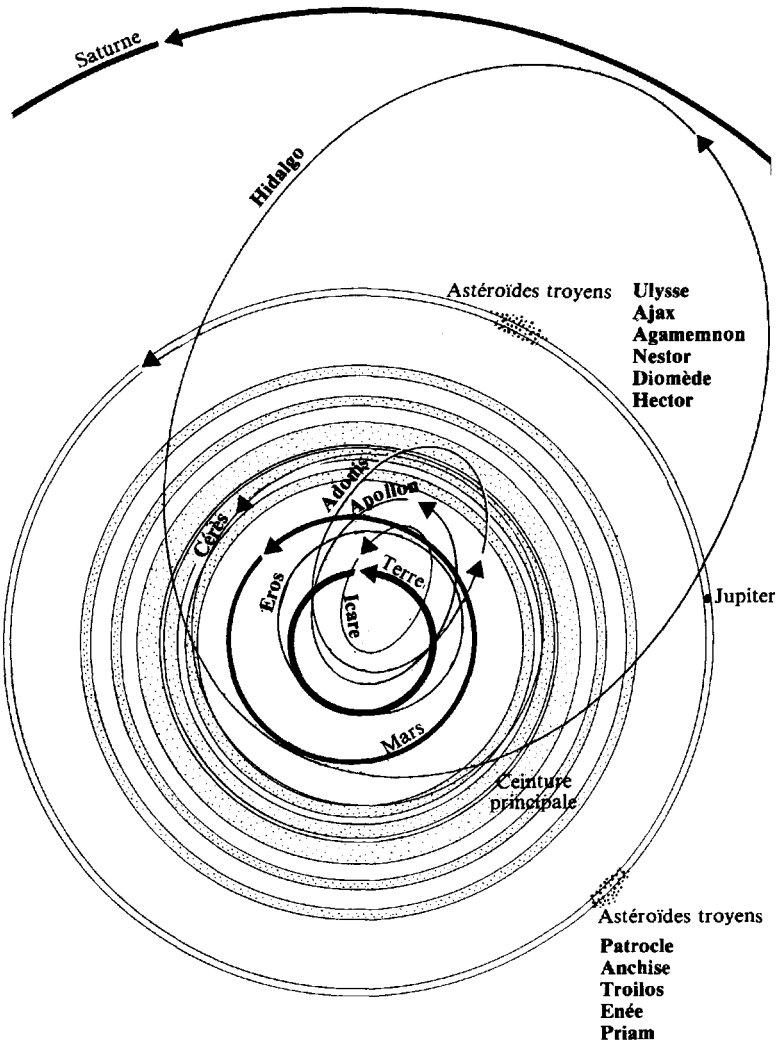


FIG. 7-1 – Les orbites de quelques astéroïdes.

chaos. Les progrès des ordinateurs, de plus en plus rapides, et le développement de nouveaux outils mathématiques ont permis de calculer l'évolution orbitale des astéroïdes sur des périodes d'au moins 10^5 années. Dans cette échelle de temps, on peut détecter un comportement chaotique des objets proches des résonances, qui génère une grande variation des excentricités orbitales. Ils peuvent ainsi croiser les orbites d'une planète interne et être éventuellement expulsés de la ceinture principale suite à une rencontre proche avec elle. Par ailleurs, les astéroïdes Hildas (à 4 ua) et les Troyens (à 5 ua), situés respectivement dans les

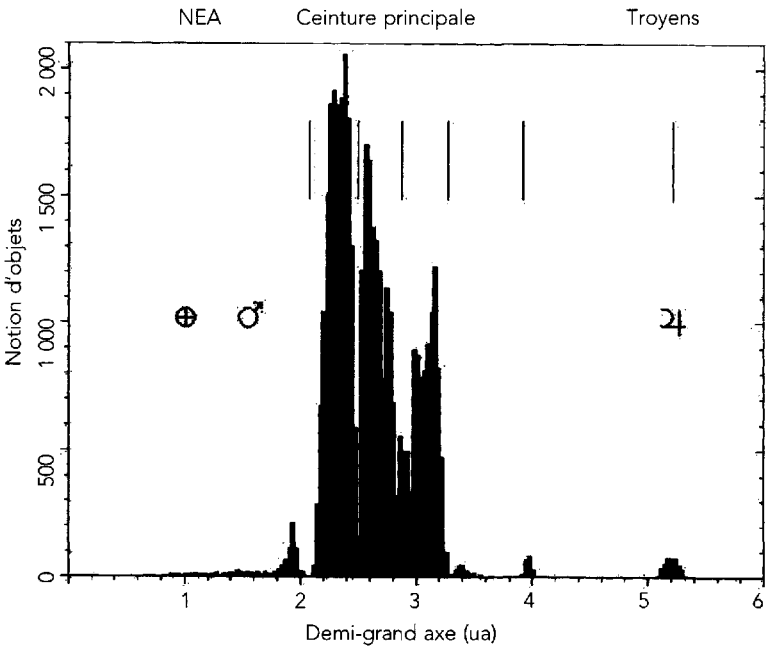


FIG. 7-2 – Distribution du demi-grand-axe des astéroïdes. Les résonances et les lacunes de Kikwood apparaissent.

résonances 3:2 et 1:1 semblent avoir une orbite stable pendant tout le temps de vie du système solaire. L'étude de l'évolution dynamique à long terme des astéroïdes a aussi pu expliquer la route suivie par les météorites pour rejoindre la Terre. Les processus de collision sont très importants dans la ceinture principale en déterminant son évolution, et expliquent le flux observé des météorites et astéroïdes NEA (*Near Earth Asteroids*, astéroïdes qui peuvent frôler la Terre) dans le système solaire interne. L'hypothèse que les météorites sont les fragments produits par des collisions catastrophiques astéroïdales ou pendant des phénomènes de cratérisation se situe bien dans ce scénario.

À l'intérieur et à l'extérieur de la ceinture principale se trouvent respectivement les NEA et les Troyens. Les astéroïdes NEA, appelés aussi géocroiseurs, sont divisés en trois groupes : Aten, Apollo et Amor. Les Aten ont un demi-grand axe a $< 1{,}00$ ua et leurs orbites croisent l'orbite de la Terre (distance à l'aphélie $Q > 0{,}98$) ; les Apollo ont une orbite très excentrique et une distance au périhélie $q < 1{,}017$ ua ; les Amor qui ont un périhélie entre 1,017 ua et 1,3 ua croisent l'orbite de Mars. Les NEA constituent une des populations les plus particulières du système solaire : leurs orbites peuvent approcher et/ou croiser l'orbite de la Terre. On pense que ces objets sont en permanence renouvelés car, essentiellement à cause de l'instabilité de leur orbite, ces astéroïdes ont une durée de vie comprise entre 10 et 100 millions d'années seulement. Un certain nombre peut être consti-

tué par des comètes dormantes ou éteintes. Les caractéristiques de certains (orbite chaotique, très excentrique et associée à un essaim de météores) indiquent une association avec des noyaux cométaires non actifs. Il est donc sûr que certaines comètes peuvent évoluer en astéroïdes, comme l'astéroïde 4015, découvert et classé comme astéroïde (1979 VA) dont on a constaté qu'il avait beaucoup plus tard la même orbite de la comète Wilson Harrington (1949 III), active dans les années 1950. Même d'un point de vue dynamique, cette distinction n'est pas claire, car des comètes peuvent évoluer vers des orbites astéroïdales, et le nuage de Oort pourrait contenir une petite fraction d'objets qui sont originaires de la ceinture astéroïdale.

Les Troyens (voir 1.1.8) se trouvent à 5 ua, aux points de Lagrange L_4 et L_5 de l'orbite de Jupiter. Les deux points L_4 et L_5 se situent à 60° de part et d'autre de l'axe Soleil-Jupiter (voir section 1.1.8). Les astéroïdes situés en L_5 sont nommés les Troyens, et ceux qui sont L_4 sont nommés les Grecs ; on en dénombre plus d'un millier. Au-delà des Troyens, les objets appelés Centaures orbitent dans une zone comprise entre l'orbite de Jupiter et celle de Neptune. Le premier des Centaures à avoir été découvert (2060 Chiron) a montré une activité cométaire. Pour conclure le panorama des petits corps du système solaire, il faut signaler la présence d'une nouvelle population de petites planètes, qui forme la ceinture des objets trans-neptuniens (TNO ; voir chapitre 12). Ces objets ont des orbites dont le demi-grand axe est supérieur à 30 ua. Même si ces objets, formés essentiellement de glaces, sont sans doute la source des comètes à courte période, du fait de l'absence d'une coma observable, ils sont catalogués, avec un numéro d'ordre, dans la même liste que les petites planètes. Le premier TNO découvert, 1992 QB_1, correspond au numéro 15760.

Si, une fois déterminée l'orbite d'un astéroïde, on élimine l'effet des perturbations planétaires séculaires, on obtient ses éléments orbitaux propres. Un certain nombre d'astéroïdes ont des éléments propres (demi-grand axe, excentricité et inclinaison) très similaires, formant des agglomérations dans l'espace des éléments propres, qui donnent des informations sur leur proximité originelle. En 1918, l'astronome japonais Kiyotsugu Hirayama appela ce regroupement d'objets « famille d'astéroïdes » et donna à chaque famille le nom du plus gros membre : Themis, Eos, Koronis, et Flora (voir fig. 7-3). Récemment, l'étude spectroscopique des familles a montré que chaque famille est en général caractérisée par un spectre avec des signatures spécifiques. Si toutes les familles d'Hirayama sont des familles dynamiques, c'est-à-dire un regroupement d'astéroïdes dans l'espace des éléments orbitaux, toutes ne le sont pas dans le sens génétique, ne résultant pas d'une collision hyper-énergétique entre le corps parent et un autre astéroïde. Par exemple, la région de Phocaea, située entre 2,3 et 2,4 ua, est clairement isolée du reste de la ceinture principale et c'est donc une famille, mais pas dans le sens génétique, provenant d'un même corps parent. Ce regroupement d'astéroïdes est plutôt la conséquence du dépeuplement des régions voisines dû à la présence de fortes résonances séculaires.

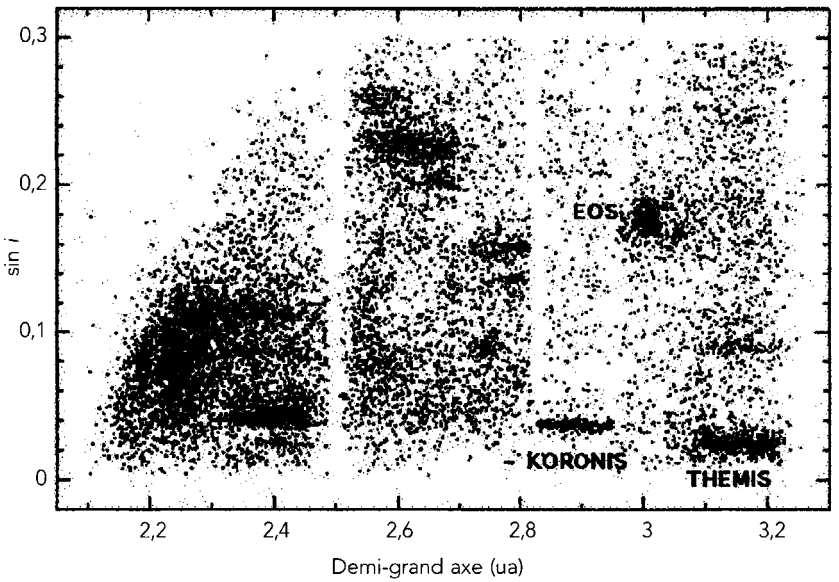


FIG. 7-3 – Distribution des astéroïdes dans le plan du demi-grand axe et de l'inclinaison propre. Les principales familles y sont indiquées.

Les familles sont interprétées comme le résultat d'une collision catastrophique qui génère l'éjection d'un nuage de fragments issus d'un corps parent. Les familles représentent un laboratoire naturel que nous offre ainsi l'unique opportunité d'observer la structure interne d'un corps de plusieurs centaines de kilomètres de diamètre.

7.2 La nature physique des astéroïdes

Jusqu'aux observations récentes utilisant l'optique adaptative, les astéroïdes se présentaient au télescope comme des objets ponctuels. Les astronomes déduisent les caractéristiques physiques des astéroïdes par l'intensité de la lumière solaire que leur surface réfléchit, ainsi que par les signatures spectrales de cette lumière. La température de surface des astéroïdes de la ceinture principale est de l'ordre de 200 K, mais elle dépend de l'albédo, du diamètre du corps et de sa distance au Soleil. À partir de l'observation de la variation de luminosité des astéroïdes, ce qu'on appelle la courbe de lumière, on peut calculer leurs périodes de rotation, la direction de leur axe de rotation et aussi leurs formes.

La luminosité de la plupart des astéroïdes n'est pas constante, elle varie rapidement en raison de la forme de ces objets en rotation. Dans l'hypothèse où cette forme est représentée, en première approximation, par un ellipsoïde triaxial, la courbe de lumière présente deux maxima et deux minima au cours d'une période

de rotation. L'amplitude de la courbe de lumière dépend des rapports des demi-grands axes de l'ellipsoïde osculateur, de l'inclinaison de l'axe de rotation, des propriétés de surface (dépendant de sa composition) et de l'éventuelle présence de satellites. *In fine*, la variation de l'intensité lumineuse en fonction de l'angle de phase est directement liée aux propriétés de diffusion de la lumière de la surface, et donc de sa texture et de sa chimie.

Les processus de collision et de fragmentation ont contribué à changer les périodes de rotation originelles des astéroïdes en ajustant le moment angulaire. Pour ces raisons, la mesure des périodes de rotation est très importante afin de mieux comprendre l'histoire collisionnelle de ces objets. La distribution de la période de rotation des astéroïdes avec un diamètre plus grand que 50 km est unimodale et représente le comportement rotationnel acquis pendant la phase primordiale des processus d'accrétion des astéroïdes. En revanche, dans le cas des astéroïdes de diamètre inférieur à 50 km, la période de rotation est la superposition de trois composantes : la « primordiale » coïncidant avec celle des astéroïdes plus grands, celle des rotateurs très rapides, et celle des rotateurs très lents. Les collisions destructives permettent aux petits fragments d'augmenter leur moment angulaire et de former le groupe des rotateurs très rapides, alors que les mécanismes qui ont créé les rotateurs très lents sont encore mal compris.

L'étude de la distribution des directions de l'axe de rotation est très important et a pour but de vérifier si la distribution actuelle réfléchit les conditions initiales des planétésimaux en collision dans la nébuleuse solaire primitive. En effet, la distribution de l'inclinaison de l'axe de rotation des astéroïdes primordiaux devait être centrée autour d'une seule valeur (proche de la perpendiculaire au plan de l'écliptique) comme conséquence du processus d'accrétion ; mais les collisions ont dû réorienter au hasard l'axe de rotation, et les astéroïdes devraient donc montrer aujourd'hui une distribution éparpillée et aplatie.

Actuellement, on connaît la distribution de la direction de l'axe de rotation (avec une précision de l'ordre de 15 %) de 70 astéroïdes. L'analyse de ce petit échantillon montre un sens de rotation prograde dominant, avec une concentration des axes de rotation en direction du pôle nord de l'écliptique.

Sur la base de l'analyse des courbes de lumière existantes, et des courbes de lumière synthétiques obtenues en laboratoire ou numériquement, on peut déterminer la forme et le rapport entre les dimensions de l'ellipsoïde qui décrit les astéroïdes. La plupart des diamètres des astéroïdes ont été déterminés à partir des observations radiométriques effectuées par le satellite astronomique infrarouge *IRAS* qui a caractérisé le rayonnement infrarouge d'environ 2 000 astéroïdes en déterminant leur albédo et leur diamètre. Une autre méthode qui mesure les dimensions avec plus de précision est celle des occultations stellaires. Dans leurs déplacements, les astéroïdes peuvent passer devant une étoile et l'occulter. En chaque point de la Terre, la largeur de l'ombre de l'astéroïde révèle le diamètre de l'astéroïde selon une perpendiculaire à la ligne de visée. En combinant les différentes observations de l'occultation réalisées à la surface de la Terre, on obtient les dimensions de l'astéroïde (voir 3.1.2).

La technique radar peut déterminer la forme d'un astéroïde avec une très grande précision, mais reste limitée pour les seuls objets passant très près de la Terre (voir fig. 7-4). L'ensemble de ces données montre que les astéroïdes les plus grands ont une forme plus régulière que les objets plus petits. Cela indique encore que les objets plus grands sont les résidus d'une population originale qui conserve leur forme d'équilibre, et que les objets plus petits, en général plus irréguliers, sont les produits de collisions destructives. Toutes les techniques (photométrie, occultation, radar) ont permis de suspecter l'existence d'astéroïdes doubles, mais c'est l'optique adaptative qui a permis d'en détecter plusieurs (fig. 7-5).

Sur la base de leur distribution de taille, on peut estimer la masse totale de la ceinture des astéroïdes à environ 5×10^{-3} masses terrestres, plus de la moitié étant concentrée dans les quatre plus grands astéroïdes : 1 Cérès, 2 Pallas, 4 Vesta et 10 Hygiea. Si on peut déterminer la taille des astéroïdes avec une certaine précision, la détermination de leur masse et de leur densité est beaucoup plus difficile. L'estimation de la masse peut être obtenue en analysant la perturbation induite par ces astéroïdes sur le mouvement des planètes et/ou des autres astéroïdes. En estimant le volume à partir de la forme, on peut aussi calculer la densité des objets.

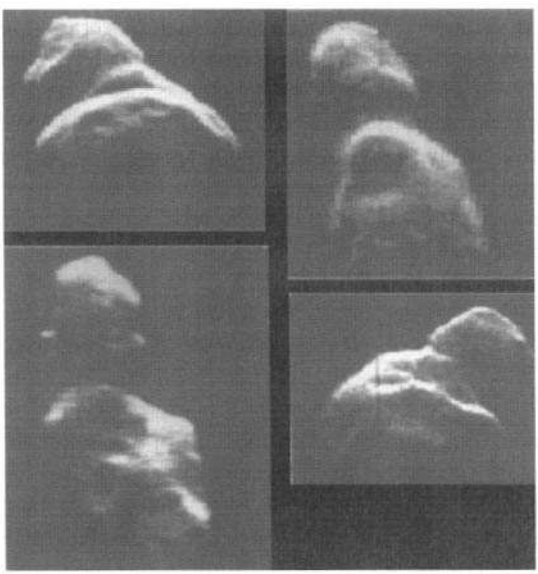


FIG. 7-4 – Reconstruction de l'image radar de l'astéroïde 4179 Toutatis, prise avec l'antenne de 70 m de *Goldstone*, alors que l'objet passait très près de la Terre, le 8 décembre 1992. Les images montrent deux formes irrégulières en contact de 4 et 2,5 km. (D'après S. J. Ostro *et al.*, 1995, *Science* 270, 80-83.)

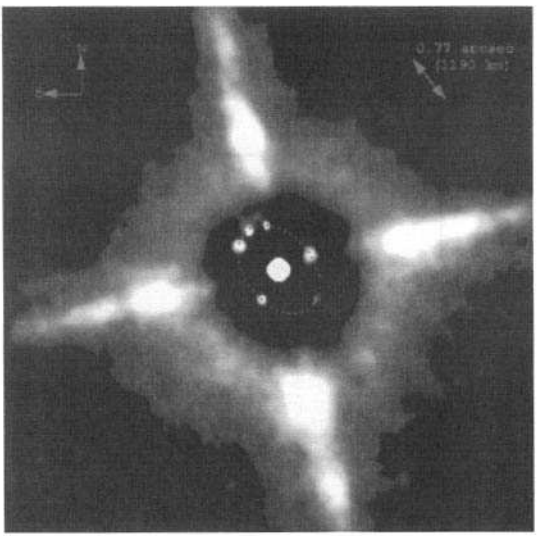


FIG. 7-5 – Image composite de l'astéroïde 45 Eugenia et de son satellite (en haut à gauche) prise par optique adaptative avec le CFHT en novembre 1998 (D'après W. J. Merline).

7.3 Composition chimico-minéralogique des astéroïdes

Les mesures spectroscopiques, en particulier dans l'infrarouge proche, donnent des informations sur la composition chimique des astéroïdes. En effet, de nombreux minéraux présentent des bandes d'absorption caractéristiques dans le proche infrarouge (fig. 7-6). En particulier, on peut déterminer l'abondance relative des grands groupes de silicates : pyroxènes (a), olivines (b), et feldspaths (c) présentent une bande dans le proche infrarouge dont la position et la forme sont aisément identifiables. La courbe (d) correspond à des alliages Fe-Ni. On peut aussi déceler la présence de minéraux hydratés (e) grâce à la bande intense de l'eau à 3 μm. Sur la figure 7-7 sont représentés les spectres, dans le proche infrarouge, d'astéroïdes caractéristiques. On constate ainsi que les astéroïdes diffèrent par leur composition minéralogique de surface.

En particulier, les bandes caractéristiques des silicates apparaissent clairement dans le spectre de Vesta (fig. 7-7), alors que le spectre de Cérès est dominé par des minéraux opaques et hydratés. Le télescope spatial *ISO* (*Infrared Space Observatory*), en opération entre 1995 et 1998, a aussi observé plusieurs objets dans l'infrarouge jusqu'à 200 microns et a permis de développer des modèles thermiques très sophistiqués.

La composition chimique et la minéralogie des astéroïdes peuvent être déterminées en analysant leurs spectres de réflectance dans le visible et dans l'infra-

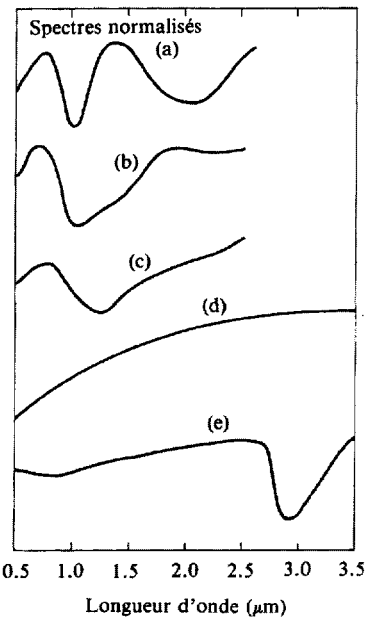


FIG. 7-6 – Caractéristiques spectrales dans le proche infrarouge des principaux minéraux constitutifs des astéroïdes: le pyroxène (a) présente une bande étroite à 1 μm et une bande large à 2 μm, alors que l'olivine (b) induit une bande asymétrique entre 1 et 1,5 μm. Le feldspath (c) présente une bande à 1,25 μm. Un alliage fer-nickel (d) est caractérisé par une croissance régulière de l'albédo à mesure que la longueur d'onde augmente. Enfin, les minéraux hydratés (e) sont caractérisés par la bande d'absorption de l'eau à 3 μm.

rouge proche. Sur la base de ces données, la population astéroïdale a été divisée en plusieurs classes taxonomiques : S, C, M, D, F, P, V, G, E, B, A (S pour silicates, C pour carbonaceous, M pour métalliques...).

La composition de la surface des astéroïdes varie avec leur distance héliocentrique et leur évolution thermique (fig. 7-8). Les astéroïdes les plus proches du Soleil appartiennent majoritairement à la classe taxonomique S. Ils sont essentiellement composés de silicates, ont un albédo moyen (0,20), absorbant fortement la lumière bleue et ultraviolette et moins la lumière à 1 et 2 μm. Ils semblent avoir subi un réchauffement et une différenciation pendant leur évolution. Concentrés autour de 2,8 ua les astéroïdes de type C ont un albédo très faible (0,05). Leur spectre est très plat et montre une absorption dans l'ultraviolet, et, dans 70 % des cas, la présence de signatures qui indiquent un processus d'altération aqueuse sur leur surface. Cela implique que l'eau pouvait se trouver à l'état liquide dans cette zone. Les spectres des astéroïdes C sont très semblables à ceux des chondrites carbonées. Les objets de type B montrent un spectre plat avec un maximum dans la région bleue. Les objets de type G, M et E ont des spectres semblables au type C, mais avec un albédo très différent (0,08, 0,11, 0,37 respectivement). Les classes

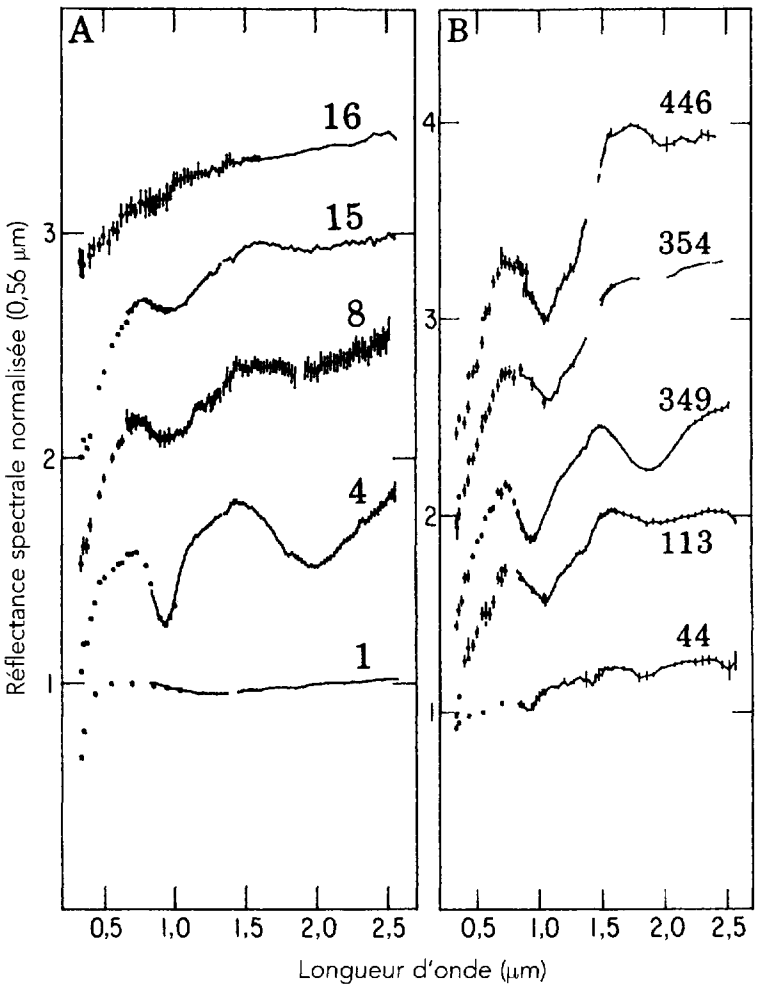


FIG. 7-7 – Les spectres dans le proche infrarouge d'astéroïdes caractéristiques révèlent de profondes différences de composition minéralogique. En particulier, les bandes caractéristiques des silicates apparaissent clairement dans le spectre de Vesta, alors que le spectre de Cérès est dominé par des minéraux opaques et hydratés. (D'après Gaffey, McCord, Larson et Veeder, *Asteroids*, T. Gehrels Éd., Tucson, University of Arizona Press, © 1979.)

V et A présentent des spectres très rouges caractérisés par une absorption consécutive à l'olivine-pyroxène pour les V et une bande d'absorption très profonde due à l'olivine pour les A. Les astéroïdes de type D, qui comprennent la plupart des Troyens, ont un albédo très faible et un spectre très rouge. Ils sont considérés comme les astéroïdes les plus primitifs.

Pour mieux interpréter physiquement ces classes d'astéroïdes, la classification est représentée dans un diagramme ternaire, dans lequel est tracé aussi un modèle

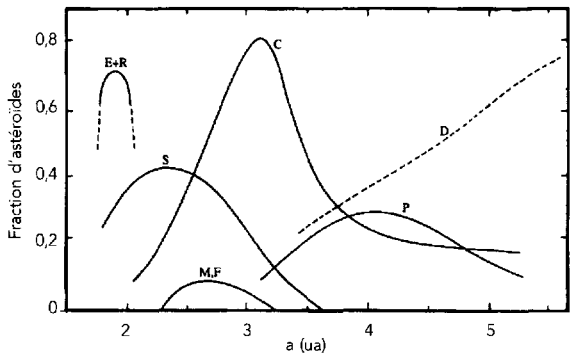


FIG. 7-8 – Les types spectraux des astéroïdes en fonction de leur distance héliocentrique. On peut remarquer que le type S domine la région interne de la ceinture principale, alors que le type C est le plus fréquent dans la partie externe. Le type spectral D est quasiment le seul existant au-delà de la ceinture principale.

d'évolution chimique de la population des astéroïdes (fig. 7-9). Ce diagramme est l'analogue pour les astéroïdes du diagramme H-R pour les étoiles. Quatre chemins principaux sont mis en évidence : tous partent de la classe des astéroïdes de type D, qui contient principalement les Troyens, et correspond aux astéroïdes les plus primitifs et les plus éloignés du Soleil. Ces corps ont probablement été préservés

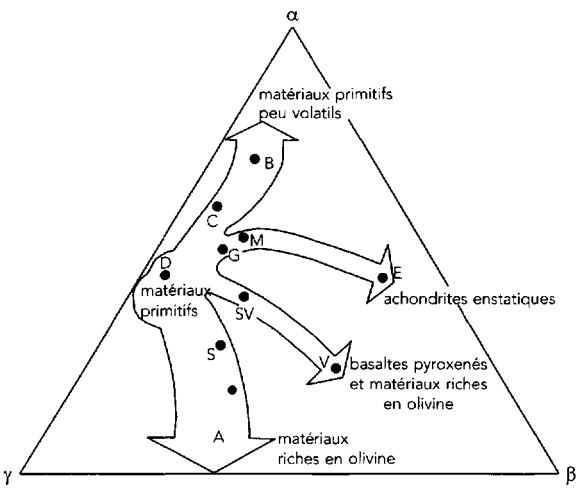


FIG. 7-9 – Modèle d'évolution chimique des astéroïdes. Dans ce système ternaire, les variables sont groupées de manière qu'à chaque point on ait $\alpha + \beta + \gamma = 1$. α représente les couleurs dans les courtes longueurs d'onde (U, B, V), β les couleurs dans les plus grandes longueurs d'onde (I, IR) et γ représente l'albédo. Les principales classes sont montrées dans ce diagramme. Quatre chemins principaux sont mis en évidence : tous partent de la classe des astéroïdes de type D, les plus primitifs et les plus éloignés du Soleil. (D'après M. A. Barucci *et al.*, *Icarus* 72, 304, 1987.)

des collisions violentes grâce à leur localisation proche des points de Lagrange de Jupiter. Il s'est avéré que la nature chimique des objets ou, plus précisément, l'état de leur surface est corrélé avec leur position dans le système solaire. Le premier chemin, qui va de la classe D à la classe B, peut être interprété comme une réduction du contenu d'éléments volatils dont les astéroïdes B sont les plus démunis. Les astéroïdes de ce chemin semblent suivre l'évolution de la nébuleuse solaire en formation avec des objets formés à des températures de plus en plus élevées. Les astéroïdes du deuxième chemin contiennent des matériaux qui se sont condensés à des températures de plus en plus élevées de la classe D à la classe E. Les troisième et quatrième chemins semblent représenter une augmentation de différenciation, partant de matériaux indifférenciés (type D). Les différences entre deux chemins peuvent rendre compte de différentes histoires collisionnelles. Dans le troisième trajet, les objets ont subi des collisions plutôt superficielles. En revanche, dans le quatrième chemin, les objets ont subi une fragmentation totale. À chacune de ces classes est associé un type de météorite, mais les relations génétiques entre astéroïdes et météorites ne sont pas encore claires (voir tableau 7-2).

Les observations des astéroïdes de la population des NEA, classés comme objets de type S, ont montré une composition semblable à celle des chondrites ordinaires (LL, L, H). Jusqu'à il y a quelques années, dans la population d'asté-

Tableau 7-2
Classes taxonomiques des astéroïdes

Classe	Minéraux	Météorites associées
A	Olivine ± métal FeNi	Olivine achondrites Pallasites
V	Pyroxène ± Feldspath	Achondites basaltiques : Eucrites, howardites, diogenites
E	Enstatite	Achondrites à enstatites (aubrites)
M	Métal ± enstatite	Fer Chondrites à enstatites
S	Métal ± olivine ± pyroxène	Pallasites, ureilites, achondrites primitives et chondrites ordinaires
C	Carbone Silicates hydratés	Chondrites carbonées : CI, CM
B	Silicates hydratés	CI, CM altérés partiellement déshydratés
G	Silicates hydratés pauvres en fer	CI, CM altérés
F	Silicates hydratés	CI1 et CM2 riches en organiques Assemblages
P	Silicates anhydres + organiques	Olivine – organique
D	Organiques + silicates anhydres	Organique – olivine

roïdes, on ne trouvait aucun équivalent spectral des chondrites ordinaires, le type de météorites le plus fréquemment repéré sur Terre. Depuis, on a trouvé pour plusieurs objets proches de la Terre un spectre proche de celui des chondrites ordinaires, mesuré en laboratoire. D'autres ont un spectre intermédiaire entre celui des chondrites ordinaires et celui des astéroïdes de classe S. Les différences spectrales entre les astéroïdes de type S et les chondrites ordinaires peuvent être expliquées par les phénomènes d'érosion spatiale (*space weathering*) : le rayonnement solaire et les impacts de micrométéorites peuvent modifier leurs surfaces et, consécutivement, leurs caractéristiques spectrales. Plus les astéroïdes sont exposés à l'action de cette érosion spatiale, plus les spectres sont modifiés. Les différences spatiales observées sont donc sans doute liées à l'âge d'exposition de la surface : les astéroïdes qui ont une composition plus semblable aux chondrites ordinaires doivent avoir une surface plus jeune.

7.4 Résultats récents d'observations spatiales

Les premiers astéroïdes visités par une sonde spatiale ont été 951 Gaspra et 243 Ida. La mission *Galileo*, au cours de son voyage vers Jupiter, a effectué un survol de chacun de ces deux astéroïdes, respectivement en 1991 et 1993, et a découvert autour de Ida un petit satellite, le premier compagnon d'un astéroïde à avoir été identifié ; il sera plus tard nommé Dactyl.

En juin 1997, la sonde *NEAR* (rebaptisée *Shoemaker* en 2000, en hommage à Eugene Shoemaker, un des pionniers de l'exploration du système solaire) est passée à côté de l'astéroïde 253 Mathilde. La sonde a poursuivi son voyage interplanétaire en revenant vers les zones internes du système solaire, afin de rencontrer 433 Éros (géocroiseur) et de se mettre en orbite autour de cet astéroïde. Le rendez-vous, d'abord prévu pour la fin du 1998, a dû être retardé suite à un problème de contrôle dans la phase finale d'approche de l'astéroïde, et a finalement eu lieu en février 2000. La sonde *NEAR* a ainsi été la première à se mettre en orbite autour d'un astéroïde. *NEAR* a observé de près Éros pendant presque une année avant de se poser intacte sur sa surface, suite à une minutieuse manœuvre de descente le 12 février 2001.

Entre-temps, en 1999, la mission *DS1* qui avait comme but principal de tester les avantages de la propulsion électrique dans les missions interplanétaires, frôla à une distance de 26 km l'astéroïde 9969 Braille ; en 2000, la sonde *Cassini*, dans sa trajectoire vers Saturne, pointa sa caméra sur le lointain (six millions de km) astéroïde 2685 Masursky.

Les trois astéroïdes observés pendant la phase de croisière de la mission *Galileo* (voir tableau 7-3) sont tous de type S. Gaspra et Ida sont allongés et plutôt irréguliers, tandis que Dactyl présente une silhouette beaucoup plus régulière. L'analyse des images retransmises par la caméra de bord a permis de déterminer la distribution des dimensions des cratères sur les surfaces de Gaspra et de Ida, et donc d'avoir une estimation de l'âge de deux astéroïdes (fig. 7-10). La

Tableau 7-3
Résumé des missions spatiales passées et futures vers des astéroïdes

Mission	Rencontre (année)	Astéroïde	Dimension (km)	Type	Scénario	Distance (km)
Galileo	1991	Gaspra	20 × 12 × 11	S	survol	1 600
Galileo	1993	Ida	56 × 24 × 21	S	survol	2 400
NEAR	1997	Mathilde	59 × 47	C	survol	1 200
DS1	1999	Braille	2,2 × 1	V	survol	26
NEAR	2000	Éros	33 × 13 × 13	S	rendez-vous + atterrissage	–
Cassini	2000	Masursky	15	S	survol	6 000 000
MUSES-C	2003	1998SF36	2	C	retour d'échantillons	–
Rosetta		À définir			survol	

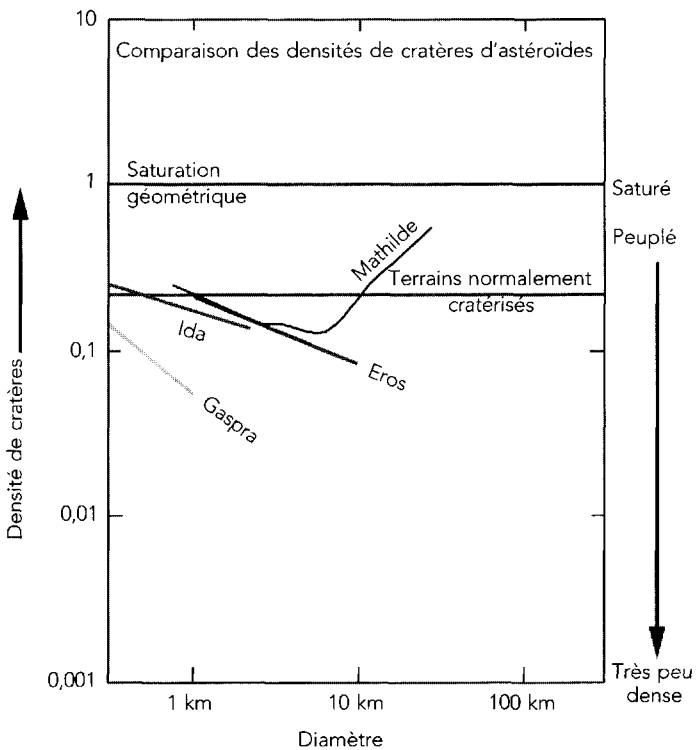


FIG. 7-10 – Comparasion de la population des cratères d'impact sur les astéroïdes visités par les sondes spatiales. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

surface de Ida semble être vieille d'à peu près un milliard d'années, tandis que celle de Gaspra semble beaucoup plus jeune, avec un âge estimé à seulement 200 millions d'années. Une couche de régolite semble recouvrir la surface de chaque astéroïde, et des variations d'albédo assez importantes ont été observées dans des régions diverses de ces corps. La surface de Dactyl est cratérisée. La séquence d'images dans lesquelles on peut repérer Dactyl a permis de contraindre son orbite en fonction de la valeur estimée de la masse de Ida. Cette information combinée à l'estimation du volume de Ida a permis d'évaluer la densité de Ida à 2,6 +/– 0,5 g cm^{-3}, valeur en accord avec les propriétés des chondrites ordinaires (météorites dont les astéroïdes S sont supposés être les corps parents).

Mathilde est un astéroïde de type C ; il a une forme sphéroïdale (rayon équatorial de 59 km et rayon polaire de 47 km), donc plus régulière que celle de Gaspra et de Ida, et son albédo est de 0,044. Toute la surface a une couleur très homogène, neutre par rapport au Soleil. La caméra embarquée sur la sonde a montré que la morphologie de cet astéroïde était dominée par cinq grands cratères dont les dimensions sont comprises entre 19 km et 33 km. La distribution de densité des petits cratères sur la surface de Mathilde est très semblable à celle de Ida, mais la présence des grands cratères permet seulement une estimation grossière de l'âge de Mathilde, qui serait compris entre 2 et 4,5 milliards d'années. Le survol a permis de déterminer la masse de l'objet à partir des petites perturbations de la trajectoire de la sonde induites par la force d'attraction gravitationnelle de l'astéroïde. Par ailleurs, à partir des images, on a pu reconstruire la forme et estimer le volume de Mathilde. On a ainsi estimé une densité de 1,3 +/– 0,2 g cm^{-3}. Cette valeur, très basse, n'est pas en accord avec celle de chondrites carbonées (météorites associées aux astéroïdes de type C) à moins qu'une porosité de l'ordre de 50 % soit admise pour Mathilde.

Éros (voir fig. 7-11) est un objet très allongé (33 × 13 × 13 km) de type S. Sa forme irrégulière est dominée par deux côtés, l'un concave et l'autre convexe, fortement dégradés. La partie concave est plutôt arrondie alors que l'autre est délimitée par quatre faces presque planes. Une grande dépression en forme de selle, large de presque 10 km, nommée Himeros, avec un cratère complexe superposé sur sa marge occidentale, caractérise le côté convexe. Aux antipodes d'Himeros se trouve le plus grand cratère ($D \approx 5{,}5$ km) d'Éros, appelé Psyché, qui semble plutôt récent. Des centaines de milliers d'images à très grande résolution ont mis en évidence des chaînes de cratères, de longues dorsales, de nombreux gros blocs de roches, des rides, des creux, des éjecta (roches créées et éjectées lors des divers impacts). D'autres formations témoignent des processus d'accumulation et de transport de régolite. Dans certaines zones, l'épaisseur de la couche de régolite peut atteindre plusieurs dizaines de mètres. En général, la plupart des formations de surface sont arrondies ou remplies de régolite, indication d'une maturation de la surface d'Éros, qui aurait subi les derniers gros impacts il y a une centaine de millions d'années, quand il se trouvait encore dans la ceinture principale, avant de subir les processus de transfert vers les zones internes du système solaire.

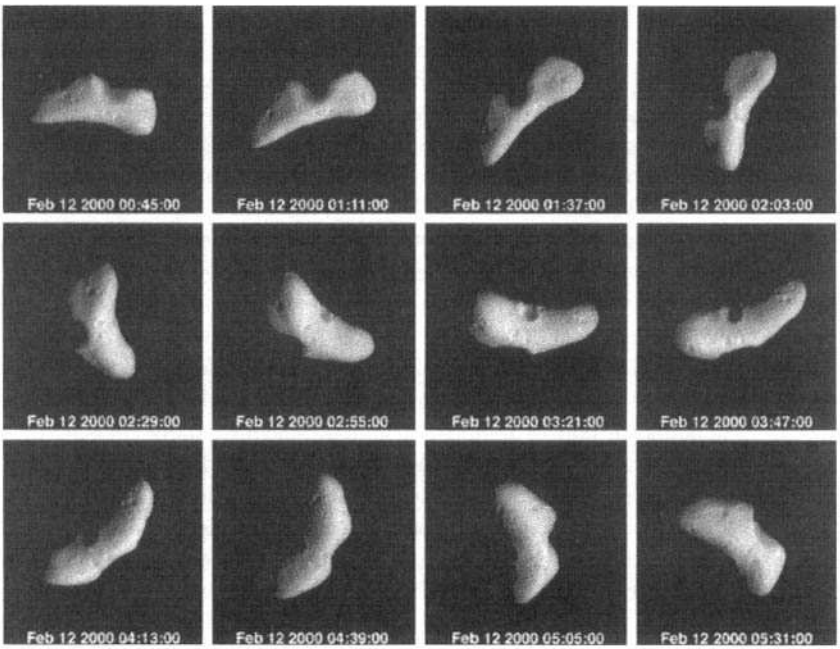


FIG. 7-11 – Images de l'astéroïde 433 Éros (pendant une rotation complète de 5 h et 16 min) prises par la sonde NEAR le 12 février 2000 à une distance de 1 800 km. (Avec l'aimable autorisation du Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory.)

L'analyse de plus de 8 millions de mesures prises par l'altimètre radar a établi que l'astéroïde est un corps homogène et cohérent, malgré la présence diffuse des sillons et des dorsales qui témoignent d'une structure interne assez fracturée. La détermination de la masse (avec l'analyse de l'effet Doppler sur les signaux radio) et le calcul du volume de Éros (en reconstruisant la forme avec les données de l'altimétrie et les images) ont permis de calculer une valeur de densité volumique de 2,67 +/– 0,03 g cm^{-3}, une porosité globale de l'ordre de 25 % et une porosité macroscopique comprise entre 14 % et 18 %, qui explique les fractures superficielles.

7.5 Origine et évolution des astéroïdes

Les théories couramment admises décrivent la croissance des astéroïdes à partir de la composante solide (c'est-à-dire des grains) de la nébuleuse protosolaire : en particulier, les astéroïdes seraient les résidus d'un essaim de planétésimaux qui ont presque formé une planète. Les planétésimaux se sont formés dans cette nébuleuse il y a 4,5 milliards d'années, la plupart d'entre eux ayant constitué les planètes, ou étant éjectés du système solaire. Ceux qui sont

restés entre les orbites de Mars et de Jupiter sont ceux qui ont survécu aux perturbations dues à Jupiter, qui les a empêchés de s'accréter en un seul corps de dimensions planétaires. Les perturbations de Jupiter ont en effet dispersé la plupart des planétésimaux (comme en témoigne le nombre important de grands cratères qui caractérisent toutes les surfaces des corps solides du système solaire), et ont stabilisé les orbites d'une minorité d'objets. Cette ceinture de petits corps a continué à évoluer à la suite de rares collisions mutuelles. Ce que nous observons aujourd'hui est le résultat de cette évolution. Pour cette raison, l'étude approfondie de ces petits corps peut nous aider à mieux comprendre la formation et l'évolution du système solaire, lors des premières centaines de millions d'années de son histoire.

Après leur accrétion, les objets de taille supérieure à quelques kilomètres ont pu être portés à des températures élevées, par suite de la désintégration des éléments radioactifs de courte période qu'ils contenaient ; dans certains de ces corps, un noyau métallique se serait ainsi formé, entouré d'une croûte silicatée. L'ensemble de ces processus s'est déroulé en quelques millions d'années, tout au début de l'histoire du système solaire. Après cette brève période d'activité interne, seules les collisions entre objets de la ceinture principale ont pu modifier leurs caractéristiques, les fragmenter et, en liaison avec les perturbations planétaires, en faire évoluer l'orbite. La vitesse relative lors de ces collisions est de quelques kilomètres par seconde.

Le bombardement par les plus petits objets pulvérise les roches de surface, ce qui conduit à l'accumulation d'une couche superficielle de débris, ou régolite. En raison de l'intensité du bombardement et du faible champ gravitationnel, l'épaisseur de cette couche pourrait atteindre près d'un kilomètre. C'est dans ce lit de poussière que se seraient formées certaines brèches météoritiques.

Les chocs entre corps de tailles peu différentes conduisent à la fragmentation complète des deux objets. La durée de vie d'un astéroïde vis-à-vis de ce processus est faible par rapport à l'âge du système solaire tant que sa taille n'excède pas une centaine de kilomètres. Ainsi, la plupart des astéroïdes sont des fragments de corps primitifs de plus grande taille, les astéroïdes métalliques provenant par exemple du noyau d'un corps différencié.

Le paramètre critique d'une collision est l'énergie spécifique de fragmentation, $Q = E/M$, qui est défini comme l'énergie cinétique du projectile, $E = mv^2/2$, par unité de masse de la cible M nécessaire pour fragmenter la cible. Si $Q < Q_{crit}$, le résultat de l'impact sera la formation d'un cratère à la surface de la cible. Le projectile sera détruit dans tous les cas. La cratérisation est un processus d'érosion qui peut changer la morphologie de la surface de la cible, produire les débris qui forment le mélange microscopique de minéraux et de verres qui recouvre la surface des astéroïdes de régolite, et enfin alimenter la ceinture de poussière découverte par le satellite *IRAS* dans la région astéroïdale. Si $Q < Q_{crit}$ le résultat de l'impact produira la destruction de la cible.

La fragmentation est donc un processus catastrophique qui dépeuple la ceinture astéroïdale en éjectant certaines fragments au dehors du système solaire. Les

poussières produites se dirigent pour la plupart en spirale vers le Soleil ; les familles d'astéroïdes sont les corps parents de météorites qui se positionnent sur des orbites de transfert vers la Terre. L'ensemble de ces processus agissant sur l'entière population astéroïdale est responsable de la variation de la distribution de taille avec le temps, et donc de la distribution de masse et du mélange des types d'astéroïdes.

7.6 L'interaction astéroïde-vent solaire

L'objectif principal de l'étude de l'interaction des astéroïdes avec le vent solaire est la recherche de signatures d'une magnétisation rémanente, qui constitue une contrainte précieuse sur l'histoire thermique de l'astéroïde (en tant qu'indice possible d'une différenciation interne). L'existence d'une magnétisation a été mesurée pour quelques pluies d'étoiles filantes, mais elle pourrait être due dans ce cas à des modifications structurelles subies par les météores par suite du chauffage subi lors de l'entrée dans l'atmosphère.

Le champ magnétique interplanétaire ambiant dans la ceinture principale des astéroïdes vaut environ 2 nT, et la température du vent solaire 10^5 K (soit une énergie de l'ordre de 10 eV pour les ions et les électrons). Le rayon de Larmor (de giration : $r_L = mv_\perp/qB$) correspondant est de l'ordre de 5 km pour les électrons et d'environ 200 km pour les ions. La magnétisation rémanente des astéroïdes pourrait être un ordre de grandeur supérieure au champ ambiant. Un champ de surface de 20 nT pour un astéroïde de la ceinture principale correspondrait à une magnétopause de rayon $\approx 1{,}2$ fois celui de l'objet (comme dans le cas de Mercure). Si l'objet est non magnétisé, on s'attend à observer un sillage perturbé, long d'une dizaine de fois la taille de l'objet. Dans le cas où la taille de l'objet est supérieure au rayon de Larmor ionique, ce sillage est similaire au cône d'ombre de la Lune (voir section 5.3), où le plasma est raréfié, et le champ magnétique intensifié.

Les observations spatiales effectuées lors de survols d'astéroïdes comprennent des mesures de champ magnétique *in situ*, ainsi que des mesures de la distribution des électrons de faible énergie (< 100-200 eV) utilisés comme traceurs d'éventuelles anomalies magnétiques sur les lignes de champ interplanétaire. La modification de cette distribution (par absorption, diffusion, effet miroir) sur les lignes de champ connectées à l'astéroïde peut mettre en évidence à distance la magnétisation de ce dernier.

Galileo a mesuré des perturbations magnétiques près de Gaspra, interprétées comme des ondes électromagnétiques (mode des « siffleurs »). Elles suggèrent l'existence d'un obstacle magnétique allongé qui pourrait être la mini-magnétosphère de l'astéroïde, signe d'un magnétisme rémanent. Toutefois, dans le sillage, les perturbations magnétiques observées près de Gaspra et Ida suggèrent plutôt des objets non magnétisés avec un intérieur partiellement conducteur. Ces résultats ambigus, compatibles avec la densité de ces astéroïdes suggérant un noyau métallique, demandent confirmation.

Enfin, certains astéroïdes pourraient produire un environnement de poussières et de gaz neutres et ionisés sous l'effet d'un faible dégazage rémanent, du criblage de leur surface diurne par les ions du vent solaire, ou de collisions. La sonde *Pioneer Venus* a observé à trois reprises entre 1980 et 1986 des perturbations du champ magnétique interplanétaire, attribuées à l'interaction avec le vent solaire d'un sillage de débris (gaz et/ou poussières) étendu sur ≈ 1 ua en amont et en aval d'un astéroïde. La sonde technologique *DS1* emportait ainsi une expérience « plasma de faible énergie » ($< 32\,000$ eV) destinée à rechercher les électrons et les ions thermiques pouvant résulter de dégazage, criblage ou photo-émission de la surface de 9969 Braille. Aucun résultat définitif n'a encore été publié. Il appartiendra à *Rosetta*, qui emporte une charge utile « plasmas » très complète, de récolter de nouvelles mesures.

Chapitre 8

Les planètes géantes

8.1 Introduction

Nous avons déjà vu (section 1.2.2) que l'observation des simples propriétés physiques des planètes du système solaire conduisait naturellement à une classification en deux catégories : les planètes telluriques (voir chapitre 6) et les planètes géantes. Celles-ci, au nombre de quatre – Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune – se caractérisent par un grand diamètre, d'où leur nom, une densité relativement faible, de l'ordre de 0,7 à 1,5 g/cm^3 (voir tableau 1-3) et un nombre élevé de satellites ; autour de chaque planète géante, un système d'anneaux a été détecté.

Nous avons également discuté (toujours section 1.2.2) la façon dont les propriétés physiques et chimiques des planètes pouvaient, en première approximation, s'expliquer : les planètes géantes se sont formées à des températures suffisamment basses pour retenir les glaces dans leur noyau. Elles ont ainsi acquis une masse suffisante pour que leur atmosphère, essentiellement accrétée par gravité autour du noyau, ne puisse pas s'échapper, même les éléments les plus légers. Voilà pourquoi leur atmosphère est dite primaire, à la différence de celle des planètes intérieures, car leur composition doit refléter, au moins partiellement, la composition de la nébuleuse primitive à partir de laquelle le système solaire s'est formé (voir chapitre 4). L'atmosphère des planètes géantes est donc principalement composée d'hydrogène et d'hélium, les autres constituants étant présents à l'état de traces ; le plus abondant d'entre eux est le méthane CH_4.

Au sein des planètes géantes, deux classes apparaissent nettement : d'un côté Jupiter et Saturne, les plus volumineuses, et de l'autre Uranus et Neptune, les plus denses. Ces différences peuvent s'interpréter à la lumière du modèle de nucléation (voir chapitre 4), selon lequel les quatre planètes géantes se sont toutes formées à partir d'un noyau solide formé de glaces, d'environ 10 à 15 masses terrestres. Considérant la masse totale des planètes géantes aujourd'hui, on voit donc que ce noyau solide initial ne représente qu'une petite fraction de la masse totale dans le cas de Jupiter et Saturne (de 3 à 15 %), mais qu'il représente plus de la moitié

de la masse totale d'Uranus et de Neptune. Nous sommes donc amenés à diviser les planètes géantes en deux sous-catégories : les géantes gazeuses (Jupiter et Saturne) et les géantes glacées (Uranus et Neptune). Comment peut-on expliquer cette subdivision ? Il est possible que Jupiter et Saturne, formées dans un environnement plus dense en raison de leur moindre distance héliocentrique, aient pu accréter une plus grande masse de gaz protoplanétaire ; à l'inverse, Uranus et Neptune, situées dans un environnement plus raréfié, auraient connu une phase d'accrétion plus lente, peut-être interrompue par l'éjection du gaz protoplanétaire lors de la phase T-Tauri du Soleil naissant (voir chapitre 4).

Comment, à partir de l'étude des atmosphères des planètes géantes, remonter aux conditions physico-chimiques de la nébuleuse primitive à partir de laquelle elles se sont formées ? La réponse à cette question implique la compréhension de toutes les modifications qui ont pu intervenir, à la fois pendant la phase de formation et pendant la phase d'évolution des planètes géantes. Quoi qu'il en soit, les planètes géantes nous apparaissent comme des témoins des premières étapes de la vie du système solaire : il nous reste à comprendre l'information qu'elles contiennent.

Les planètes géantes n'ont pas de surface, au sens que nous avons défini pour les planètes telluriques et les satellites. À partir des mesures de densité et de gravité, ainsi que des modèles théoriques, il apparaît que les planètes géantes doivent avoir un noyau central formé sans doute de roches et de glaces, entouré d'hydrogène et d'hélium sous forte pression, vraisemblablement à l'état métallique dans le cas de Jupiter et Saturne ; cette sphère est elle-même entourée d'une atmosphère très épaisse, principalement constituée d'hydrogène et d'hélium (tableau 1-3), dont la composition élémentaire doit refléter, en première approximation, la distribution cosmique des éléments (tableau 8-1).

Seule la couche superficielle de l'atmosphère des planètes géantes, jusqu'à un niveau de pression d'environ 10-20 bars, est accessible à l'observation. C'est cette région qui nous fournit la quasi-totalité des résultats que nous possédons sur les planètes géantes ; leur structure interne reste essentiellement un problème de modélisation théorique.

L'atmosphère des planètes géantes a été explorée au moyen d'observations au sol, puis par les missions *Pioneer 10* et *11* dans les années 1970, puis par les sondes *Voyager* entre 1979 et 1989, puis (dans le cas de Jupiter) par la mission *Galileo*, composée d'un orbiteur et d'une sonde de descente qui, en décembre 1995, a analysé l'atmosphère de Jupiter jusqu'à une pression de 22 bars. Enfin, la sonde *Cassini*, lancée en octobre 1997, a survolé Jupiter en décembre 2000 et atteindra Saturne en 2004. Il faut mentionner également, en complément des campagnes d'observation depuis le sol, les mesures réalisées par les observatoires spatiaux en orbite terrestre (*IUE*, pour *International Ultraviolet Explorer*, puis *HST*, pour *Hubble Space Telescope*, dans le domaine ultraviolet et pour l'imagerie visible, et enfin *ISO*, pour *Infrared Space Observatory* pour l'infrarouge).

Tableau 8-1
Abondances cosmiques des éléments

Élément	Abondance	Élément	Abondance
H	$3{,}18 \times 10^{10}$	B	$3{,}50 \times 10^{2}$
He	$2{,}21 \times 10^{9}$	V	$2{,}62 \times 10^{2}$
O	$2{,}17 \times 10^{7}$	Ge	$1{,}15 \times 10^{2}$
C	$1{,}18 \times 10^{7}$	Se	$6{,}72 \times 10^{1}$
N	$3{,}74 \times 10^{6}$	Li	$4{,}95 \times 10^{1}$
Ne	$3{,}44 \times 10^{6}$	Ga	$4{,}8 \times 10^{1}$
Mg	$1{,}06 \times 10^{6}$	Kr	$4{,}68 \times 10^{1}$
Si	$1{,}00 \times 10^{6}$	Sc	$3{,}5 \times 10^{1}$
Fe	$8{,}3 \times 10^{5}$	Zr	$2{,}8 \times 10^{1}$
S	$5{,}0 \times 10^{5}$	Sr	$2{,}69 \times 10^{1}$
Ar	$1{,}17 \times 10^{5}$	Br	$1{,}35 \times 10^{1}$
Al	$8{,}5 \times 10^{4}$	As	6,6
Ca	$7{,}21 \times 10^{4}$	Te	6,42
Na	$6{,}0 \times 10^{4}$	Rb	5,88
Ni	$4{,}80 \times 10^{4}$	Xe	5,38
Cr	$1{,}27 \times 10^{4}$	Y	4,8
P	$9{,}60 \times 10^{3}$	Ba	4,8
Mn	$9{,}30 \times 10^{3}$	Mo	4,0
Cl	$5{,}70 \times 10^{3}$	Pb	4,0
K	$4{,}20 \times 10^{3}$	Sn	3,6
Ti	$2{,}77 \times 10^{3}$	Ru	1,9
F	$2{,}45 \times 10^{3}$	Cd	1,48
Co	$2{,}21 \times 10^{3}$	Nb	1,4
Zn	$1{,}24 \times 10^{3}$	Pt	1,4
Cu	$5{,}40 \times 10^{2}$	Pd	1,3

(D'après R. Prinn et T. Owen, « Jupiter », T. Gehrels Ed., Tucson, University of Arizona Press, © 1976.)

8.2 L'atmosphère neutre des planètes géantes

Cette région qui s'étend du dixième de millibar à une dizaine de bars est la mieux connue dans l'atmosphère des planètes géantes. Elle est sondée par la spectroscopie à distance, depuis le proche ultraviolet jusqu'au domaine des ondes radio. C'est là que l'on a détecté les constituants atmosphériques et mesuré leur abondance, que l'on a analysé la structure thermique, mesuré le bilan radiatif et étudié les couches nuageuses (voir fig. 8-1 et 8-2).

Les techniques utilisées pour sonder les atmosphères planétaires ont déjà été présentées en détail (voir section 3.2). Rappelons que, pour les planètes géantes, la spectroscopie à distance, à toute longueur d'onde, constitue le moyen le plus puissant pour étudier les propriétés physico-chimiques de l'atmosphère (profil thermique, abondance des constituants). L'imagerie, dans le visible et l'infrarouge, permet l'étude des variations centre-bord et est un moyen indispensable pour la

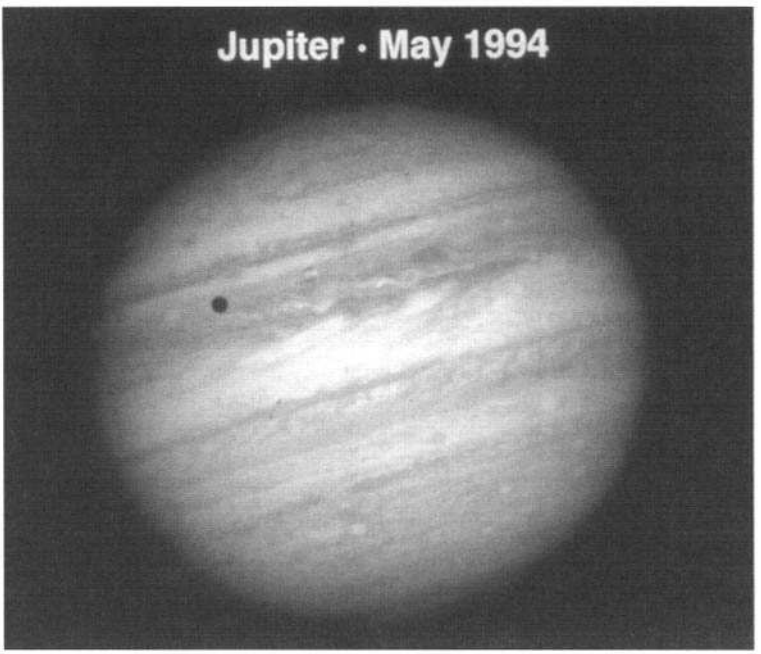


FIG. 8-1 – La planète Jupiter observée par la caméra WFPC2 du *HST* (NASA-ESA).

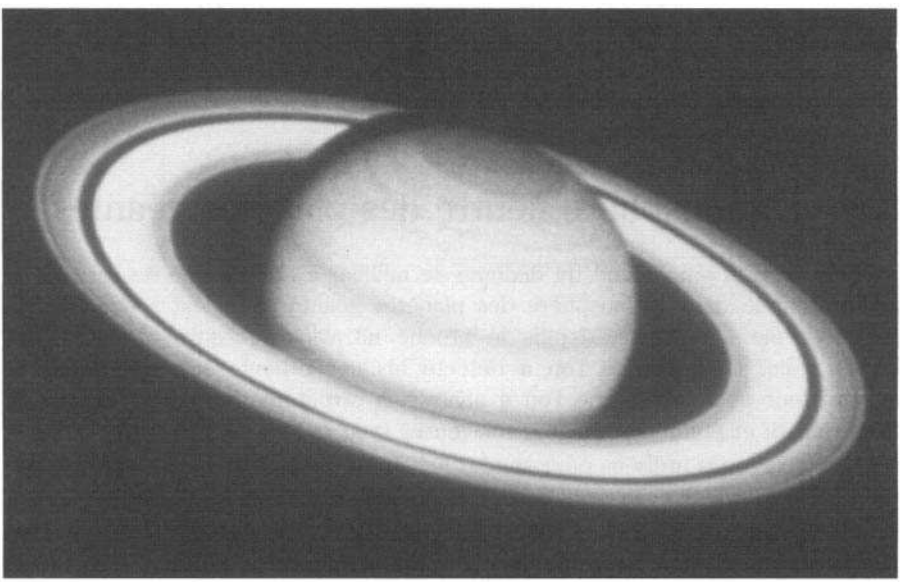


FIG. 8-2 – La planète Saturne observée par la caméra WFPC2 du *HST* (NASA-ESA).

surveillance des variations spatio-temporelles d'une atmosphère planétaire. Citons aussi l'observation d'occultations stellaires par l'atmosphère planétaire qui permet de déduire la structure thermique dans la haute atmosphère (voir section 3.2.3). Enfin, la mission *Galileo* a ouvert l'ère des observations *in situ* des planètes géantes, avec en particulier la détermination par spectrométrie de masse de la composition atmosphérique de Jupiter.

À partir des mesures de l'abondance des constituants mineurs détectés dans l'atmosphère neutre, on déduit, pour chaque planète géante, des rapports d'abondances élémentaires et isotopiques. Ces rapports sont d'autant mieux connus que la planète est proche, donc plus brillante et plus facile à observer. Dans le cas de Jupiter, on a obtenu par spectroscopie des mesures, ou des estimations, de He/H, C/H, N/H, P/H, Ge/H, O/H, D/H, $^{12}C/^{13}C$ et $^{14}N/^{15}N$; dans le cas d'Uranus et de Neptune, seuls C/H et D/H ont été évalués. Dans le cas de Jupiter, d'autres rapports d'abondances, concernant notamment les gaz rares, ont été obtenus par la sonde de descente de *Galileo*.

La détermination d'un rapport d'abondances, à partir de l'observation de deux constituants atmosphériques, est relativement simple lorsque les deux constituants sont uniformément mélangés : le rapport que l'on veut mesurer est alors constant avec l'altitude dans toute la région atmosphérique sondée. C'est le cas, par exemple, des constituants non condensables tels que CH_4 et CH_3D dans l'atmosphère de Jupiter et de Saturne, dont le rapport à l'abondance d'hydrogène reste constant avec l'altitude. En revanche, dans plusieurs autres cas, le rapport du constituant atmosphérique à l'hydrogène varie sous l'effet d'un ou de plusieurs processus physico-chimiques : condensation (c'est le cas de H_2O et NH_3), photodissociation (cas de NH_3 et PH_3), réactions chimiques (cas de PH_3, de GeH_4)... Le rapport de mélange du constituant (mesuré par rapport au gaz le plus abondant, l'hydrogène) est alors beaucoup plus difficile à mesurer, et encore plus difficile à interpréter. Il faut spécifier, pour chaque mesure, la région atmosphérique où est faite l'observation, et comprendre le mécanisme responsable de la variation du rapport de mélange. Cette étude nécessite une très bonne connaissance de la structure thermique de la planète, ainsi qu'une certaine information sur sa structure nuageuse.

8.2.1 Les structures thermiques

Transfert radiatif et transfert convectif

Nous avons déjà discuté (sections 1.2.2 et 3.2.1) les différentes lois physiques liant les paramètres impliqués dans la structure atmosphérique (pression, densité, température, gravité) : ce sont la loi des gaz parfaits, la loi de l'équilibre hydrostatique, et, pour le calcul du flux émis par l'ensemble de l'atmosphère, l'équation du transfert radiatif. Cependant, le rayonnement n'est responsable du transfert d'énergie que dans la partie supérieure de l'atmosphère, à des niveaux de pression approximativement inférieurs au bar ; à plus haute pression, le transfert énergé-

tique s'effectue par convection. Lorsque le flux convectif est prédominant, le gradient dT/dz peut être assimilé au gradient adiabatique dans les couches profondes des planètes géantes :

$$dT/dz = -g/C_p \tag{8.1}$$

g étant la gravité et C_p la chaleur spécifique. Les quatre planètes géantes sont donc caractérisées par une zone convective dans laquelle le gradient adiabatique, qui est de l'ordre de – 2°/km, varie, par l'intermédiaire de la quantité C_p, en fonction du rapport H_2/He. Au-dessus d'un niveau atmosphérique où la pression est légèrement inférieure au bar, l'atmosphère cesse d'être optiquement épaisse (l'opacité étant due à l'absorption induite par les collisions H_2-H_2 et H_2-He), et le transfert d'énergie s'effectue par rayonnement.

Les modèles de transfert radiatif

Dans la région atmosphérique où le transfert est radiatif, il est possible de calculer la température de chaque niveau atmosphérique, en écrivant que le flux est conservatif : le flux émis par chaque couche atmosphérique est égal à la somme des flux reçus de toutes les autres couches atmosphériques, supérieures et inférieures. Or, dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL, voir section 3.2.1), le flux émis par une couche atmosphérique n'est autre que σT^4, où σ est la constante de Stefan, et T la température de la couche. On a alors l'équation suivante, pour la couche i :

$$\sigma T_i^4 = \sum_{j>1, j<i} \int_0^{\infty} B_\nu(T_j) e^{-\tau_{ij}/\mu} d\tau d\nu \tag{8.2}$$

où la quantité τ_{ij}, épaisseur optique entre les couches i et j, est définie comme suit (voir section 3.2.2) :

$$\tau_{ij} = \int_i^j K_\nu \, \rho \, dz \tag{8.3}$$

(K est le coefficient d'absorption et ρ la densité).

Pour résoudre le problème de façon numérique, on part d'un profil thermique initial, généralement isotherme, et on procède par itérations successives jusqu'à ce que la différence entre les deux termes de l'équation (8.2) s'annule.

Le calcul numérique s'effectue en tenant compte des coefficients d'absorption des différents constituants atmosphériques. Dans le cas des planètes géantes, l'hydrogène et l'hélium, les constituants principaux, n'ont pas de fortes signatures spectrales directes, mais présentent un spectre continu d'absorption dû aux collisions H_2-H_2 et H_2-He ; ce continu s'étend dans tout l'infrarouge, avec un maximum d'intensité entre 15 et 30 μm. S'il n'y avait pas d'autre contribution à l'absorption, le profil thermique décroîtrait avec l'altitude puis deviendrait isotherme, avec T = Te. Mais il y a une autre contribution qui provient de l'absorption, dans les couches supérieures, du flux solaire infrarouge par le méthane atmosphérique,

mais aussi par les aérosols présents dans l'atmosphère. Il s'ensuit une remontée de la température dans les couches atmosphériques supérieures, qui a été effectivement confirmée par l'observation, au-dessus du niveau atmosphérique correspondant à une pression de 100 mb environ.

Inversion de l'intégrale de brillance

Nous avons vu que le spectre infrarouge lointain des planètes géantes était dominé par la composante continue due aux collisions H_2-H_2 et H_2-He. Comme le spectre continu n'est pas le même pour les collisions H_2-H_2 et pour les collisions H_2-He, cette composante continue dépend sensiblement du rapport H_2/He dans l'atmosphère ; elle varie en revanche très lentement en fonction de la température T.

À partir de ces constatations, on voit qu'il est possible d'associer à un jeu de fréquences νi choisies dans l'infrarouge (par exemple, entre 10 et 100 μm) un jeu de niveaux atmosphériques Pi ; la valeur Pi (voir section 3.2.1) correspond à la couche atmosphérique sondée par le rayonnement de fréquence νi, quand on observe l'ensemble du disque (ce qui est le cas des observations depuis la Terre), et ce parce que l'hydrogène est le constituant majoritaire de l'atmosphère, He n'intervenant que pour environ 10-20 % en volume. Cette correspondance est, en première approximation, indépendante du profil T(P).

Par ailleurs, nous avons déjà observé (voir section 3.1.1) que la température de brillance T_B, mesurée à une fréquence donnée, était, en première approximation, égale à la température du niveau atmosphérique pour lequel $\tau = 0{,}66$ (ce dans le cas où l'on observe le rayonnement émis par l'ensemble du disque planétaire). On voit donc qu'en associant les niveaux P aux températures de brillance T_{Bi} mesurée aux fréquences νi, on obtient un échantillonnage donnant une première approximation du profil T(P) ; on montre alors qu'il est possible, par une double itération, d'obtenir à la fois le profil T(P) et le rapport H_2/He. La région atmosphérique sondée s'étend de 100 mb à 1 bar environ : c'est donc la région du minimum d'inversion de température.

Détermination de T(z) par la méthode d'occultation stellaire

Lorsqu'une planète passe devant une étoile, le flux de l'étoile, avant d'être occulté par la planète, est réfracté par l'atmosphère de celle-ci. En mesurant la courbe de lumière de l'étoile à l'immersion et à l'émersion, il est possible de déduire la densité des particules en fonction de l'altitude, et, à partir d'une hypothèse sur le poids moléculaire moyen, le profil T(P). La région sondée par cette méthode est la stratosphère entre environ 10^{-4} et 10^{-2} bar (voir section 3.2.3).

Pour que l'observation soit possible depuis la Terre, il faut une étoile brillante, et les événements sont rares. La technique d'occultation a cependant été appliquée avec succès pour la détermination de T(z) sur les quatre planètes géantes

ainsi que sur Titan. Les observations ont été effectuées dans le visible ou dans l'infrarouge proche, avec des filtres correspondant à d'intenses bandes d'absorption du méthane, de façon à diminuer au maximum le flux de la planète elle-même.

La méthode d'occultation a également été utilisée, cette fois en ondes radio, à partir des sondes spatiales *Pionner* et *Voyager*. La région atmosphérique sondée descend alors jusqu'à la troposphère, et la méthode devient complémentaire de la technique de l'inversion de l'intégrale de brillance. Les données infrarouges et radio des sondes *Voyager* ont pu ainsi être couplées pour une détermination simultanée du profil thermique et du rapport H_2/He sur les quatre planètes géantes.

La mesure directe du profil thermique de Jupiter

Notons enfin que dans le cas de la planète Jupiter une détermination directe du profil thermique a été obtenue par la sonde de descente *Galileo* qui, en décembre 1995, a pénétré dans l'atmosphère de Jupiter jusqu'à une profondeur de 22 bars.

Résultats

La figure 8-3 montre les quatre profils T(P) correspondant à Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune, obtenus à partir des données *Galileo* pour Jupiter et *Voyager* pour les autres planètes. La similitude des profils est frappante : dans les couches profondes, on observe une zone convective avec un gradient adiabatique, peu différent d'une planète à l'autre ; aux environs du niveau de pression 100 mb

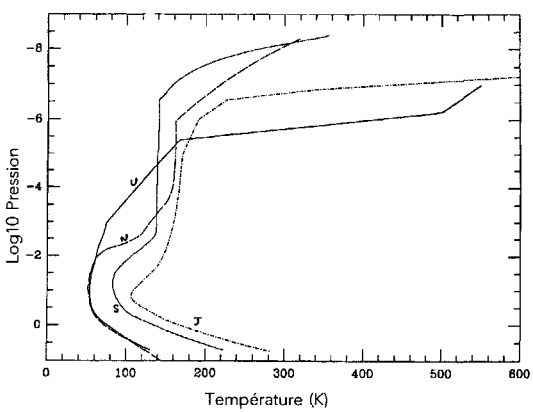


FIG. 8-3 – Profils thermiques verticaux des planètes géantes. Le profil de Jupiter provient des mesures de la sonde de descente de *Galileo* ; les profils des trois autres planètes sont déduits des mesures des sondes *Voyager*. (D'après Th. Encrenaz, *Astron. Astrophys. Rev.*, 9, 171, 1999.)

(tropopause), une inversion de température ; au-dessus de la tropopause, une remontée de température, plus ou moins marquée. Celle-ci est due à l'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère (gaz ou aérosols) ainsi qu'à d'autres mécanismes possibles de chauffage (ondes de gravité et/ou particules énergétiques). La similitude des profils troposphériques s'explique par le fait que la composition chimique de l'atmosphère est sensiblement la même pour les quatre planètes géantes, et aussi parce que le coefficient d'absorption, induit par pression, dépend très fortement de P (puisqu'il est proportionnel au carré de la densité) et très peu de la température.

Les données des sondes *Voyager* ont permis de déterminer des profils T(P) en différents points du disque, soit par l'inversion de l'intégrale de brillance, soit par la technique de l'occultation. Dans le cas de Jupiter en particulier on a pu mettre en évidence des variations notables du profil T(P) (voir fig. 8-4), selon les différents points du disque observés (région équatoriale, région tropicale, « Grande tache rouge »). Les variations possibles du profil thermique, aussi bien spatiales que temporelles, sont un paramètre dont il importe de tenir compte dans l'interprétation des données spectroscopiques.

8.2.2 Les structures nuageuses

Il existe un contraste frappant entre la bonne connaissance que nous avons des profils thermiques des planètes géantes et l'incertitude qui règne encore aujourd'hui quant à leur structure nuageuse. La cause essentielle en est sans doute la

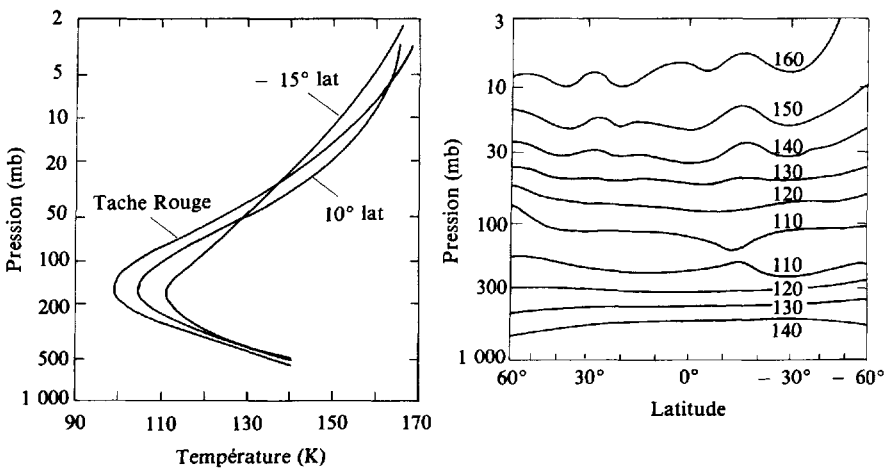


FIG. 8-4 – Profils de température de Jupiter d'après *Voyager 1*. À gauche, exemples de profils aux latitudes de + 10° et – 15°, et dans la Tache rouge. À droite, niveaux de pression correspondant à différentes températures, en fonction de la latitude. (D'après Hanel *et al.*, *Science*, 204, 972, © 1979, by AAAS.)

difficulté d'interprétation des signatures spectrales des particules, en comparaison avec celles des molécules gazeuses.

Les modèles d'équilibre thermochimique

Des structures nuageuses existent dans les atmosphères des planètes géantes. La première indication nous en est fournie par les modèles d'équilibre thermochimique : si nous savons qu'un constituant est présent à l'état gazeux, nous pouvons, à partir de sa courbe de saturation, de son abondance et du profil thermique, calculer le niveau atmosphérique où ce constituant doit se condenser en un nuage : c'est le cas de NH_3 pour les quatre planètes géantes. Le calcul de l'équilibre thermochimique a d'abord été établi dans le cas de Jupiter par Lewis qui a prédit ainsi trois niveaux de nuages (voir fig. 8-5) : NH_3 à 0.5 bars, NH_4SH et NH_4OH vers 2 bars et H_2O vers 5 bars. Une structure nuageuse analogue est prédite dans le cas de Saturne. Sur Uranus et Neptune, selon des calculs similaires on s'attend à des nuages troposphériques profonds de H_2S, H_2O, NH_3 et éventuellement PH_3, ainsi que, dans la stratosphère, une possible condensation de CH_4 et C_2H_2 (principal produit, avec C_2H_6, de la photodissociation du méthane).

Mise en évidence observationnelle à partir de la spectroscopie

D'autres informations sont fournies par les mesures dans l'infrarouge. Un domaine spectral particulièrement intéressant est la région voisine de 5 μm, dans laquelle il n'y a pas d'absorption par CH_4 et NH_3 ; le rayonnement provient des couches atmosphériques les plus profondes (la pression y est de l'ordre de

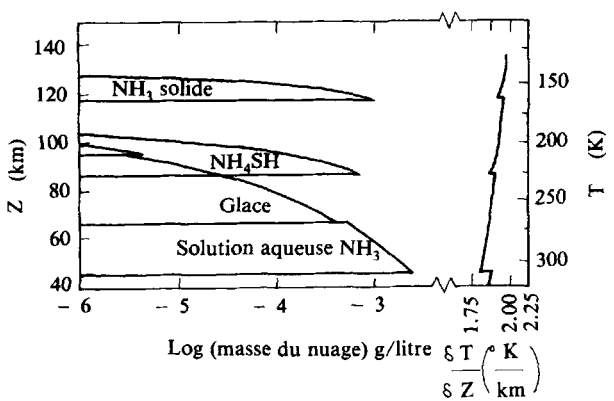


FIG. 8-5 – Structures nuageuses sur Jupiter et courbe de gradient adiabatique humide. (D'après R. Prinn et T. Owen, *Jupiter*, T. Gehrels Éd., Tucson, University of Arizona Press, © 1976.)

quelques bars), et des constituants atmosphériques mineurs peuvent être détectés. Dans le cas de Jupiter, le spectre à 5 μm a été étudié en détail par des observations depuis le sol et dans l'espace, par les sondes *Voyager* puis *Galileo*. L'interprétation des données antérieures à *Galileo*, obtenues en différents points du disque, montre qu'il doit exister une couche nuageuse qui absorbe fortement le rayonnement infrarouge, à une pression d'environ deux bars ; cette couche nuageuse pourrait être due à la condensation de NH_4SH et/ou de NH_4OH, comme l'a suggéré Lewis. De même, dans la région proche de 10 μm, le spectre de Jupiter présente une absorption continue, vraisemblablement due à la présence du nuage NH_3.

Jupiter : l'apport de la mission *Galileo*

Dans le cas de Jupiter, des mesures *in situ* ont été obtenues en décembre 1995 par le néphélomètre de la sonde *Galileo* qui a pénétré dans l'atmosphère profonde de la planète. À la surprise générale, ces mesures n'ont pas confirmé les résultats antérieurs, mais ont révélé une atmosphère essentiellement dépourvue de nuages, avec seulement une brume très ténue (sans doute de NH_3) aux environs de 0,4 bar, et un nuage également très mince aux environs de 1,65 bar, sans doute dû à NH_4SH. L'explication de ce phénomène, corroborée par la mesure des abondances moléculaires (voir section 8.2.3), est que la sonde *Galileo* a rencontré une région atypique de Jupiter appelée *hot spot* : il s'agit d'une région claire, dépourvue de nuage et appauvrie en éléments condensables, qui semble être le siège d'un mouvement convectif descendant. Cette région n'est donc pas représentative de l'ensemble de la planète, mais sa présence traduit l'existence d'une météorologie plus complexe que ne le suggéraient les données antérieures à *Galileo*.

Morphologie à grande échelle : zones et bandes

Dans le cas de Jupiter et Saturne, dont les diamètres sont suffisants pour permettre une étude du disque depuis le sol, même sans les instruments modernes, nous disposons d'une vaste collection d'observations remontant à plusieurs siècles. Jupiter en particulier, dont la morphologie est particulièrement riche, a fait l'objet d'études systématiques depuis les premières observations de Cassini.

Une caractéristique remarquable de Jupiter est la stabilité de sa structure en bandes et en zones, ainsi que celle de sa « Grande tache rouge » (voir tableau 8-2, fig. 8-6 et fig. 8-7). La stabilité des bandes et des zones trouve son origine dans la grande vitesse de rotation de la planète et dans le caractère asymétrique de la circulation globale. Les mesures spatiales ont montré que les zones, plus claires, doivent cette couleur à une couche nuageuse (attribuée à NH_3, comme nous l'avons vu) aux environs de 0,5 bar, tandis que les bandes, plus transparentes, laissent passer le rayonnement provenant des couches profondes et paraissent

Tableau 8-2
Nomenclature des bandes et des zones sur Jupiter

Désignation	Définition	Latitude approximative (degrés)
NPR	Région polaire nord	47-90
NNTB	Bande tempérée nord-nord	43
NTZ	Zone tempérée nord	35
NTBN	Bande tempérée nord (composante N)	30
NTBS	Bande tempérée nord (composante S)	23
NTRZ	Zone tropicale nord	15-20
NEBN	Bande équatoriale nord (composante N)	14
NEBS	Bande équatoriale nord (composante S)	10
EZN	Zone équatoriale (composante N)	+ 3
EB	Bande équatoriale	0
EZS	Zone équatoriale (composante S)	– 3
SEBN	Bande équatoriale sud (composante N)	– 10
SEBS	Bande équatoriale sud (composante S)	– 19
RS	Grande Tache Rouge	– 22
STRZ	Zone tropicale sud	– 25
STB	Bande tempérée sud	– 29
STZ	Zone tempérée sud	– 37
WOS	Tache blanche ovale	– 35, – 37
SSTB	Bande tempérée sud-sud	– 41
SPR	Région polaire sud	45-90

donc plus chaudes. L'interprétation communément admise est que les zones sont le siège de mouvements ascendants ; au sommet de ces mouvements se forment les nuages d'ammoniac ; les gaz libérés de leurs vapeurs condensables redescendent le long des bandes, qui sont donc des régions animées de courants descendants et dépourvues de nuages (voir fig. 8-8).

Cette interprétation est confirmée par les mesures à 5 μm de ces régions, qui sondent les couches profondes : dans les bandes, le rayonnement provient de couches plus profondes, et donc plus chaudes, que dans les zones. Les mesures des sondes *Voyager* et *Galileo* ont cependant montré que la météorologie de Jupiter et de Saturne est beaucoup plus complexe que ce schéma simple (voir ci-après).

À cette circulation verticale se superpose une circulation horizontale qui prend, à cause de l'importance du terme de Coriolis, un aspect particulier. La conversion des flux nord-sud en flux est-ouest, sous l'action des forces de Coriolis, se traduit par des vents zonaux de directions opposées (E-0 et 0-E) dans la partie nord et la partie sud de chaque zone. De plus, la largeur des zones, inversement proportionnelle à la force de Coriolis, diminue lorsque la latitude augmente.



FIG. 8-6 – La planète Jupiter observée par la sonde *Pioneer II* en 1974. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)



FIG. 8-7 – La planète Jupiter photographiée par la sonde *Voyager 1* en 1979. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

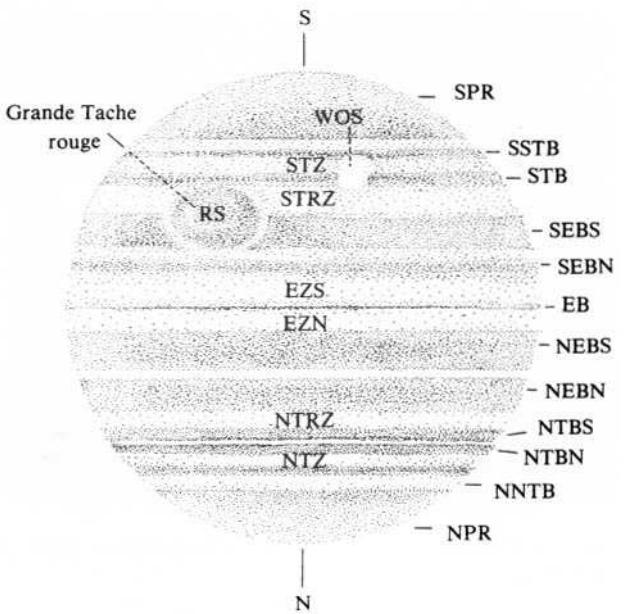


FIG. 8-8 – Bandes et zones sur Jupiter.

En dehors de ces remarques essentiellement qualitatives, la circulation de Jupiter, comme celle de Saturne, est bien loin d'être comprise, et les différentes théories invoquées ne permettent pas de rendre compte de façon satisfaisante de l'ensemble des phénomènes observés, à grande et à petite échelles, en particulier des profils de vents zonaux observés sur Jupiter et sur Saturne (voir fig. 8-9). Deux classes de modèles ont été envisagées par de nombreux auteurs. Dans le premier cas, on suppose que la circulation de Jupiter et Saturne est, comme dans le cas des planètes intérieures, gouvernée essentiellement par les variations du flux solaire incident en fonction de la latitude ; cependant, ces modèles ne semblent pas capables d'expliquer le jet équatorial, qui est pourtant quatre fois plus intense sur Saturne que sur Jupiter, alors que l'énergie solaire reçue y est quatre fois plus faible. C'est la raison pour laquelle d'autres modèles ont été élaborés, dans lesquels on suppose que la circulation est de type convectif, à cause de la présence d'une source interne. Dans le cas de Jupiter, la mise en évidence, par la sonde *Galileo*, de vents forts jusqu'à des niveaux de profondeur de 20 bars semble justifier le rôle de l'énergie interne. On a pu mettre en évidence, sur Jupiter, Saturne et Neptune, l'existence d'une source interne : ce résultat est discuté en détail ci-après (section 8.3). La quantité d'énergie interne qui serait nécessaire pour rendre compte du jet équatorial semble toutefois nettement supérieure au flux mesuré. Ces deux classes de modèles sont vraisemblablement trop simples et la compréhension de la circulation des atmosphères planétaires nécessite que soient pris en compte dans un même modèle les processus convectifs et les mécanismes barocliniques.

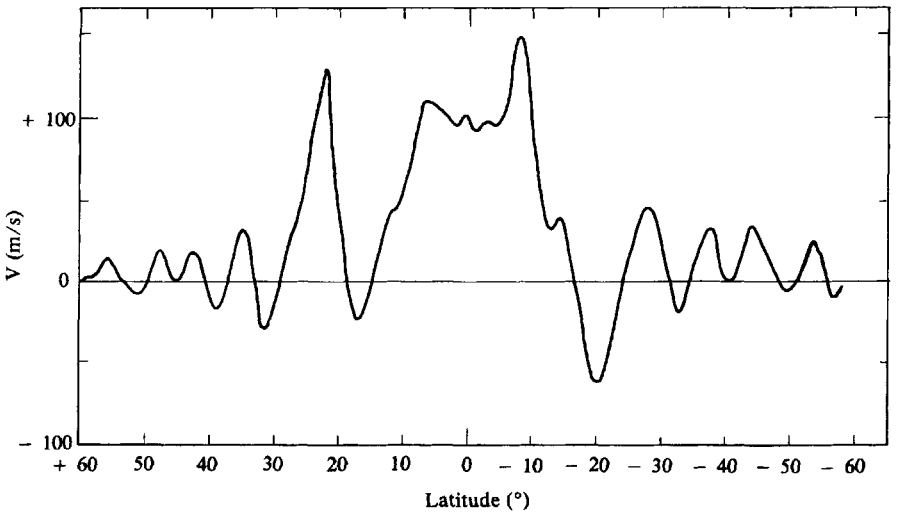


FIG. 8-9 – Vitesse des vents sur Jupiter en fonction de la latitude. Vingt ans après les premières mesures de *Voyager*, la sonde *Cassini*, lors de son survol de Jupiter en décembre 2000, a confirmé la stabilité de ce profil.

Dans le cas d'Uranus et de Neptune, les images prises par la sonde *Voyager 2* (respectivement en 1986 et en 1989), et plus récemment par le télescope spatial *Hubble*, ne montrent pas de structure contrastée en bandes et en zones.

Morphologie à petite échelle : ovales blancs et taches chaudes

On connaissait la Grande tache rouge de Jupiter : les images obtenues par les sondes spatiales *Pioneer* puis *Voyager* et *Galileo* ont mis en évidence, sur Jupiter, une grande diversité de phénomènes météorologiques (fig. 8-10), ainsi que la présence de quelques taches, beaucoup moins visibles, sur Saturne (fig. 8-11).

Découverte en 1664, la Grande tache rouge qui est située dans la zone tropicale sud, couvre en longitude un sixième du diamètre de Jupiter (fig. 8-12). Elle subit une dérive légère en longitude, par rapport aux couches de la planète de même latitude. Son sommet se situe très haut dans l'atmosphère, à environ huit kilomètres au-dessus des nuages. C'est le centre d'une intense activité, comme le montrent les photographies de *Voyager*, de *Galileo* et plus récemment de *Cassini* ; elle est animée d'un mouvement tourbillonnaire qui lui fait happer ou rejeter la matière qui l'environne. Quelle est la nature de la Grande tache rouge ? À la lumière des données spatiales, il apparaît qu'il s'agit d'un gigantesque tourbillon anticyclonique, né au confluent des courants horizontaux de sens contraires circulant au nord et au sud de la zone tropicale sud ; des modèles de turbulence ont été développés pour tenter d'expliquer sa stabilité.



FIG. 8-10 – Les satellites Io et Europe devant la Tache rouge de Jupiter ; cliché *Voyager 1*. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

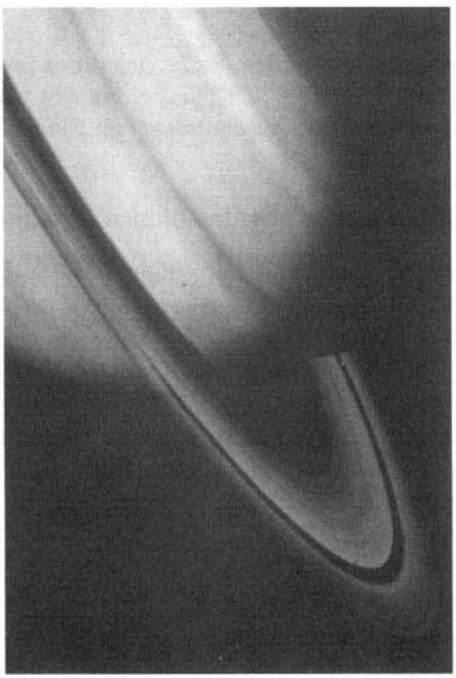


FIG. 8-11 – L'atmosphère et les anneaux de Saturne vus par la sonde *Voyager 2*. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)



FIG. 8-12 – Détail de la structure atmosphérique de Jupiter dans l'environnement de la Tache Rouge ; cliché *Voyager 1*. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

D'autres taches, comparables à la Tache rouge, mais plus petites, ont été identifiées sur Jupiter : les ovales blancs sont des anticyclones situés dans la bande tempérée sud ; longtemps au nombre de trois, ils se sont rapprochés, au cours des années 1998-2000, pour ne plus former qu'une seule structure. Nous avons vu que les taches chaudes *(hot spots)* sont d'autres structures à petite échelle particulièrement remarquables. Situées principalement dans la bande équatoriale nord, ces régions sont dépourvues de nuages, ce qui les rend transparentes au rayonnement des couches profondes plus chaudes, d'où leur nom de taches chaudes. Elles ont été détectées, d'abord par des mesures au sol puis par *Voyager*, par leur rayonnement infrarouge à 5 μm qui permet de sonder des couches troposphériques allant jusqu'à des pressions de 6 à 8 bars. La sonde *Galileo* qui, en décembre 1995, a pénétré l'une d'entre elles, a permis d'analyser en détail sa composition chimique et sa structure nuageuse. Ces mesures ont confirmé que les taches chaudes, dépourvues de nuages et pauvres en éléments condensables (H_2O, NH_3 et H_2S), sont des régions de subsidence. Le mécanisme de convection à petite échelle associé à ces taches chaudes n'est cependant pas encore bien compris. Les cellules ascendantes associées pourraient correspondre à d'autres structures à petite échelle, les « plumes », observées à l'équateur.

Dans le cas de Saturne, la morphologie à petite échelle est apparemment beaucoup plus simple que sur Jupiter. Les quelques ovales identifiés, nettement moins contrastés que ceux de Jupiter, semblent être de nature analogue à ceux de Jupiter. L'atmosphère de Saturne, en revanche, se particularise par l'apparition périodique d'orages qui pourraient être associés au cycle saisonnier. Ces phénomènes, apparus à différentes latitudes, pourraient être de gros nuages convectifs. Quant aux taches chaudes, très contrastées et localisées sur Jupiter, elles ne sont

pas présentes sur Saturne, ce qui suggère un système météorologique différent sur les deux planètes. Il faut noter que dans le cas de Saturne, la température plus basse a pour effet d'épaissir les nuages de NH_3 ainsi que les brumes stratosphériques, ce qui doit induire une diminution des contrastes.

Sur Uranus, il n'existe pratiquement pas de structure à petite échelle. Les images prises par *Voyager 2* en 1986, et depuis par le télescope spatial *Hubble*, n'ont pas mis en évidence de structures très contrastées. Dans le cas de Neptune, en revanche, les images de *Voyager 2* ont mis en évidence une circulation atmosphérique complexe. La couleur bleu profond de la planète est attribuée à la présence de méthane gazeux en grandes quantités, tandis que les traînées nuageuses blanches seraient dues à des cirrus de méthane. Au moment des observations de *Voyager* (1989), une grande tache sombre, évoquant la Grande tache rouge (GRS, *Great Red Spot*), a été identifiée dans l'hémisphère sud ; d'autres taches plus petites ont aussi été observées, évoluant à des vitesses différentes. Cependant, les images de Neptune prises par le *HST* dix ans plus tard ont montré que la grande tache sombre de Neptune avait disparu ; elle n'est donc pas comparable à la GRS en termes de stabilité.

8.2.3 Abondances moléculaires

En raison de leur mode de formation, les planètes géantes contiennent pour une large fraction les gaz de la nébuleuse présolaire. L'hydrogène est donc le constituant principal, suivi de l'hélium (environ 10 % en volume). On trouve ensuite les éléments plus lourds (C, N, O...) sous forme réduite (CH_4, NH_3, H_2O...). À partir de modèles thermochimiques, on peut alors, connaissant le profil thermique des planètes géantes, déterminer quelles molécules peuvent être chimiquement stables à un niveau atmosphérique donné, ainsi que leurs niveaux de condensation (voir section 8.2.2).

Les constituants mineurs observés dans les planètes géantes (voir tableau 8-3) peuvent se classer en deux grandes catégories. Dans la troposphère, on trouve, outre le méthane et l'ammoniac, un certain nombre de composés hydrogénés (PH_3, GeH_4, AsH_3, H_2O, H_2S), ainsi que CO. Notons que sur Uranus et Neptune ces molécules (hormis CH_4 et CO sur Neptune) n'ont pas été détectées car elles condensent en dessous des niveaux observables ; H_2S a été détecté sur Jupiter seulement, non par spectroscopie, mais par la sonde *Galileo*. Dans la stratosphère on trouve principalement des hydrocarbures, résultant de la photolyse du méthane (C_2H_2, C_2H_6, CH_3, C_2H_4, C_4H_2, CH_3C_2H) mais aussi, suite à une découverte du satellite *ISO*, H_2O et CO_2 qui témoignent de l'apport d'un flux d'oxygène extérieur (voir 8.2.4). Autre surprise, CO et HCN sont présents dans la stratosphère de Neptune ce qui pourrait impliquer l'existence d'une fraction de N_2 dans la troposphère de la planète. Enfin, l'ion H_3^+ a été détecté dans la très haute stratosphère de Jupiter, Saturne et Uranus, à des pressions inférieures au µbar.

Certaines espèces isotopiques ont été détectées dans les planètes géantes : HD, CH_3D, $^{13}CH_4$, $^{15}NH_3$ ont été observées par spectroscopie ; les isotopes de H_2S,

Tableau 8-3
Abondances des constituants atmosphériques dans les planètes géantes.

Constituants	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
H_2	1	1	1	1
HD	$1{,}8\ 10^{-5}$	$2{,}3\ 10^{-5}$	$5{,}5\ 10^{-5}$	$6{,}5\ 10^{-5}$
He	0,157	0,10-0,16	0,18	0,23
CH_4 (trop)	$2{,}1\ 10^{-3}$	$4{,}4\ 10^{-3}$	$2\ 10^{-2}$	$4\ 10^{-2}$
CH_4 (strat)	〃	〃	$3\ 10^{-5} - 10^{-4}$	$7\ 10^{-4}$ (0,05-1 mb)
$^{13}CH_4$ (trop)	$2\ 10^{-5}$	$4\ 10^{-5}$		
CH_3D (trop)	$2{,}5\ 10^{-7}$	$3{,}2\ 10^{-7}$	10^{-5}	$2\ 10^{-5}$
CH_3D (strat)				$2{,}2\ 10^{-7}$
C_2H_2		$3{,}5\ 10^{-6}$ (0,1 mb) $2{,}5\ 10^{-7}$ (mb)	$2 - 4\ 10^{-7}$ (0,1-0,3 mb)	$1{,}1\ 10^{-7}$ (0,1 mb)
$^{12}C^{13}CH_2$	*			
C_2H_6	$4{,}0\ 10^{-6}$ (0,3-50 mb)	$4{,}0\ 10^{-6}$ (< 10 mb)		$1{,}3\ 10^{-6}$ (0,03-1,5 mb)
CH_3C_2H	*	$6{,}0\ 10^{-10}$ (< 10 mb)		
C_4H_2		$9{,}0\ 10^{-11}$ (< 10 mb)		
C_2H_4	$7\ 10^{-9}$	*		*
C_3H_8	$6\ 10^{-7}$			
C_6H_6	$2\ 10^{-9}$	*		
CH_3		$0{,}2 - 1\ 10^{-7}$ (0,3 μb)		$2 - 9\ 10^{-8}$ (0,2 μb)
NH_3 (trop)	$2\ 10^{-4}$ (3-4 b)	$2 - 4\ 10^{-4}$ (3-4 b)		
$^{15}NH_3$	$4\ 10^{-7}$			
PH_3 (trop)	$6\ 10^{-7}$	$1{,}7\ 10^{-6}$		
GeH_4	$7\ 10^{-10}$	$2\ 10^{-9}$		
AsH_3	$3\ 10^{-10}$	$2\ 10^{-9}$		

Constituants	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
CO (trop)	$1{,}5\ 10^{-9}$	$2\ 10^{-9}$		
CO (strat)	$1{,}5\ 10^{-9}$	$2\ 10^{-9}$		10^{-6}
CO_2 (strat)	$3\ 10^{-10}$ (< 10 mb)	$3\ 10^{-10}$ (< 10 mb)		$5\ 10^{-10}$ (< 5 mb)
H_2O (trop)	$1{,}4\ 10^{-5}$ (3-5 b)	$2\ 10^{-7}$ (3 b)		
H_2O (strat)	$1{,}5\ 10^{-9}$ (< 10 mb)	$2 - 20\ 10^{-9}$ (< 0,3 mb)	$5 - 12\ 10^{-9}$ (< 0,03 mb)	$1{,}5\text{-}3{,}5\ 10^{-9}$ (< 0,6 mb)
HCN				$3\ 10^{-10}$
H_3^+	*	*	*	

* : Détecté
(D'après Th. Encrenaz, *Astron. Atrophys. Rev.*, 9, 171, 1999.)

ainsi que les gaz rares, ont été détectés sur Jupiter par la sonde *Galileo*. Nous verrons que ces mesures fournissent des contraintes décisives sur les modèles de formation des planètes géantes.

8.2.4 Les rapports d'abondances élémentaires et isotopiques

C'est à partir des années 1970 que l'on a commencé à prendre réellement conscience de l'importance, à la fois cosmogonique et cosmologique, des mesures de rapports d'abondances dans les planètes géantes. Rappelons qu'en 1970, trois constituants seulement avaient été identifiés dans l'atmosphère de Jupiter, CH_4, NH_3 et H_2 ; la présence de l'hélium était suspectée, mais non prouvée. La comparaison avec la liste des molécules détectées dans l'atmosphère des planètes géantes en 2000 montre l'importance des progrès réalisés. Ce succès est dû en grande partie au développement de l'astronomie infrarouge : à l'exception de HD, tous les constituants atmosphériques découverts par spectroscopie après 1970 ont été observés dans l'infrarouge, proche ou lointain.

Comme nous l'avons mentionné plus haut (section 3.2), les abondances des constituants atmosphériques, dont sont déduits les rapports d'abondances, sont mesurées par spectroscopie, soit à partir de la composante réfléchie du flux solaire ($\lambda < 3\ \mu m$), soit à partir du flux thermique ($\lambda > 3\ \mu m$). Dans le premier cas, le principal problème provient de la diffusion par les particules atmosphériques, qu'il est difficile de modéliser avec précision.

C'est surtout le spectre d'émission thermique des planètes géantes qui a été utilisé pour la détermination de rapports d'abondances (voir section 3.2.1). Dans ce cas, une bonne connaissance du profil T(P) est indispensable ; la seule exception est le cas du rapport H_2/He qui peut être obtenu en même temps que T(P) par une double méthode itérative, comme nous l'avons déjà vu (section 8.2.1). Les domaines spectraux observables du sol sont la fenêtre à 5 μm, déjà décrite (section 8.2.2), la fenêtre à 10 μm et le domaine millimétrique. Dans le cas de Jupiter, les observations au sol ont été complétées par celles de l'expérience IRIS sur les sondes *Voyager*, puis par celles de l'instrument NIMS de l'orbiteur *Galileo*, les spectromètres du satellite *ISO* (qui ont aussi observé les autres planètes géantes), et enfin les spectromètres VIMS et CIRS de la sonde *Cassini* lors de sa rencontre avec Jupiter en décembre 2000.

Mesure de l'abondance d'hélium dans les planètes géantes

Nous avons décrit (section 8.2.1) la méthode qui permet, par inversion de l'intégrale de brillance, de déterminer simultanément le profil T(P) et le rapport H_2/He. Les premières estimations de l'abondance d'hélium sur Jupiter furent faites à partir des données de *Pioneer 11*. L'expérience IRIS des sondes *Voyager* a permis une plus grande précision dans la mesure du rapport H_2/He, à la fois sur Jupiter et sur Saturne, le profil thermique étant simultanément contraint par les données de radio-occultation. Les données d'IRIS-*Voyager 2* ont aussi permis la mesure de l'abondance d'hélium sur Uranus et Neptune, quoique avec une précision moindre. Dans le cas de Jupiter, cette quantité a été mesurée très précisément par la sonde *Galileo*.

Les résultats des mesures sont présentés dans le tableau 8-4, dans lequel figurent également les mesures de l'abondance de l'hélium primordial, ainsi que celles de l'hélium protosolaire. On voit que les valeurs de Jupiter et de Saturne sont inférieures à la valeur protosolaire. Les valeurs d'Uranus et de Neptune pourraient être en accord avec l'abondance protosolaire de l'hélium, mais les barres d'erreur sont actuellement trop grandes pour que ce résultat soit significatif.

L'insuffisance d'hélium sur Jupiter et Saturne est actuellement interprétée de manière plausible par le processus suivant : aux fortes pressions régnant à l'intérieur des deux planètes, l'hydrogène doit se trouver sous forme métallique. Au cours de l'évolution des deux planètes, la température de leur intérieur décroissant avec le temps, selon les modèles thermochimiques, l'hélium a dû condenser pour se concentrer sous forme de gouttelettes vers le noyau (voir fig. 8-13). Ce processus se traduit alors par un appauvrissement de l'hélium dans l'atmosphère extérieure ; il se traduit aussi par une libération d'énergie. Celle-ci pourrait être (au moins en partie) responsable de l'énergie interne mesurée sur Jupiter et sur Saturne (voir section 8.3.1). Si cette interprétation est exacte, l'abondance de l'hélium dans l'atmosphère d'Uranus et de Neptune pourrait être représentative de l'abondance protosolaire ; en effet, selon les modèles de structure interne des

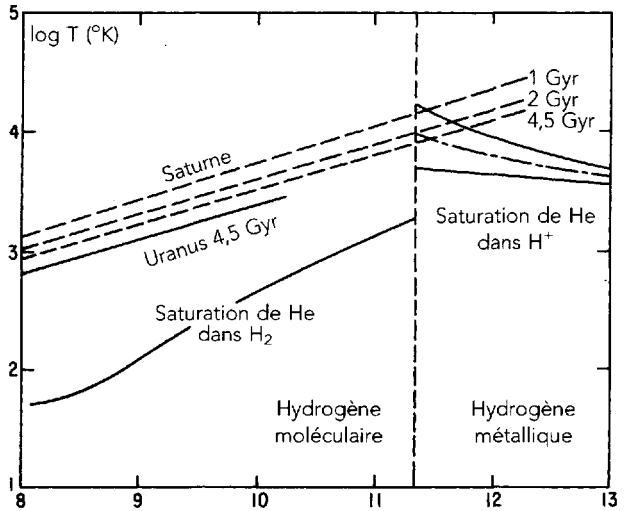


FIG. 8-13 – Courbes de saturation de l'hélium de proportions cosmiques. La ligne verticale en pointillé indique la transition moléculaire/métallique de l'hydrogène. Les trois courbes de Saturne indiquent différentes étapes de son refroidissement. On voit que la condensation de l'hélium dans H^+ est attendue dans le cas de Saturne comme dans celui de Jupiter. En revanche, dans le cas d'Uranus et de Neptune, la pression interne est insuffisante pour que l'hydrogène soit sous forme métallique et la condensation de l'hélium n'est donc pas attendue. (D'après D. J. Stevenson, *Ann. Rev. Earth Plan. Sci.* 10, 257, 1982 ; D. Gautier et T. Owen, *in* « Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres », S. K. Atreya *et al.*, University of Arizona Press, 1989.)

Tableau 8-4
Abondance de l'hélium dans les planètes géantes (en fraction de masse Y).

Source	*Y*
Jupiter (*Galileo* HAD)	$0{,}234 \pm 0{,}005$
Jupiter (*Voyager*)	$0{,}18 \pm 0{,}04$
Saturne (*Voyager*)	$0{,}18 - 0{,}25$
Uranus (*Voyager*)	$0{,}262 \pm 0{,}048$
Neptune (*Voyager*)	$0{,}32 \pm 0{,}05$
Soleil (héliosismologie)	$0{,}24 \pm 0{,}01$
He protosolaire	$0{,}275 \pm 0{,}01$
He primordial	$0{,}232 \pm 0{,}005$

(D'après V. von Zahn *et al.*, *J. Geophys. Res.*, 103, 22815, 1998.)

planètes géantes, la pression à l'intérieur d'Uranus et de Neptune n'est pas suffisante pour que l'hydrogène y soit sous forme liquide (voir tableau 8-3). Dans ce cas, une mesure précise de l'abondance d'hélium dans Uranus et Neptune fournirait une mesure précise de sa valeur protosolaire, et donc une limite supérieure de l'abondance de l'hélium primordial. Rappelons en effet que, dans les théories du big bang, l'hélium observé actuellement provient essentiellement du big bang lui-même, avec en plus une petite contribution, provenant de la combustion d'hydrogène en hélium dans les étoiles, rejeté dans le milieu interstellaire par les explosions de novae et de supernovae.

Mesure du rapport D/H dans les planètes géantes

La mesure du deutérium dans les planètes géantes a des implications à la fois cosmologiques (dans le cas de Jupiter et de Saturne) et cosmogoniques (dans le cas d'Uranus et de Neptune). En effet, dans le premier cas, la valeur de D/H dans Jupiter et Saturne doit être représentative de la valeur protosolaire de D/H, puisque ces planètes sont composées à 90 % ou plus de la matière composant la nébuleuse protosolaire. En revanche, dans le cas d'Uranus et de Neptune qui sont constituées de glaces pour plus de la moitié de leur masse, on s'attend à un enrichissement du rapport D/H. On sait en effet que le deutérium est enrichi dans les molécules présentes sous forme de glace suite aux réactions ions-molécules intervenant à basse température ; de tels effets ont été observés à de nombreuses reprises dans le milieu interstellaire. La mesure de l'enrichissement en deutérium dans Uranus et Neptune peut donc nous apporter des contraintes sur les processus de formation de ces planètes.

Le deutérium a été détecté en 1973 sur les planètes géantes sous forme de deux molécules : CH_3D et HD, CH_3D dans l'infrarouge et HD dans le visible. Dans les deux cas, la détermination du rapport D/H s'est révélée difficile. Dans le domaine visible, les raies de HD, très faibles, sont à comparer aux raies quadripolaires de H_2, beaucoup plus intenses, formées dans des conditions de diffusion très différentes ; dans le domaine infrarouge, il faut rattacher le rapport CH_3D/H_2, obtenu à partir des données, au rapport D/H, et donc connaître CH_4/H_2 (c'est-à-dire le rapport C/H) ainsi que le coefficient de fractionnement f qui donne la relation entre CH_3D/CH_4 et D/H :

$$\mathrm{D/H} = \left(\frac{1}{4\mathrm{f}}\right)(\mathrm{CH_3D/CH_4}) = \left(\frac{1}{8\mathrm{f}}\right)(\mathrm{CH_3D/H_2})/(\mathrm{C/H}). \qquad (8.4)$$

La détermination du rapport D/H dans les planètes géantes a été récemment améliorée par deux jeux de mesures : d'une part, la mesure *in situ* apportée par la sonde *Galileo* dans le cas de Jupiter, d'autre part, la mesure directe des raies rotationnelles de HD dans l'infrarouge lointain sur les quatre planètes géantes, par le satellite *ISO*. Les résultats sont présentés dans le tableau 8-5 ainsi que sur la figure 8-14.

Tableau 8-5
Détermination du rapport D/H dans les planètes géantes

Objet	D/H
Jupiter (Galileo)	$2{,}6 \pm 0{,}7\ 10^{-5}$
Jupiter (ISO)	$2{,}25 \pm 0{,}35\ 10^{-5}$
Saturne (ISO)	$1{,}70^{+0{,}75}_{-0{,}45}\ 10^{-5}$
Uranus (ISO)	$5{,}5(+3{,}5, -1{,}5)\ 10^{-5}$
Neptune (ISO)	$6{,}5(+2{,}5, -1{,}5)\ 10^{-5}$
D/H protosolaire	$2{,}1 \pm 0{,}5\ 10^{-5}$
D/H primordial	$2{,}1 - 6{,}610^{-5}$
D/H dans le milieu interstellaire local	$1{,}6 \pm 0{,}12\ 10^{-5}$

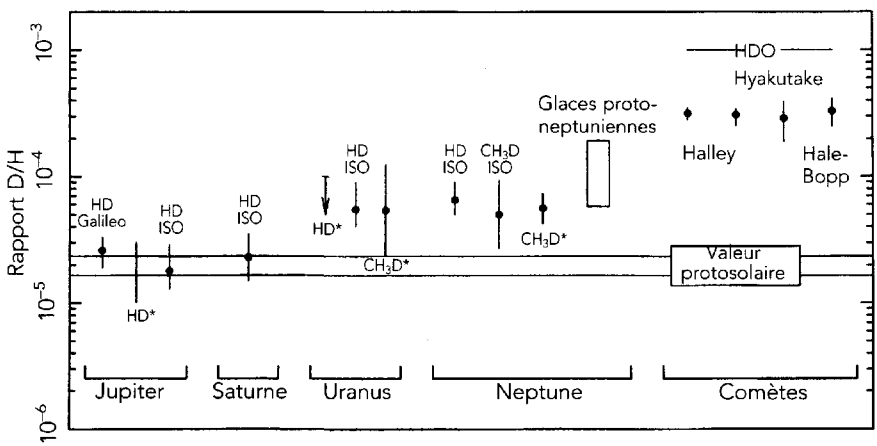


FIG. 8-14 – Le rapport D/H dans le système solaire extérieur Les valeurs de Jupiter et de Saturne apparaissent en accord avec la valeur protosolaire, mesurée à partir de l'abondance de ^{3}He dans le vent solaire, tandis que les valeurs d'Uranus et de Neptune sont sensiblement enrichies. (D'après Th. Encrenaz, *Astron. Astrophys. Rev.*, 9, 171, 1999.)

La mesure du rapport D/H obtenue sur Jupiter devrait être représentative du rapport D/H dans la nébuleuse présolaire, dans la mesure où les scénarios actuels de formation et d'évolution des planètes géantes ne font intervenir aucun processus susceptible de modifier l'abondance du deutérium. Ce résultat semble confirmé par le bon accord existant entre la valeur du rapport D/H jovien et celui déterminé dans la nébuleuse présolaire à partir des mesures du rapport ^{3}He/^{4}He dans le vent solaire. Selon le scénario de formation des planètes géantes, la valeur de D/H dans

Saturne devrait être très légèrement supérieure (d'environ 10 %) ; l'incertitude actuelle des mesures ne permet pas encore de confirmer cette prédiction. Quant aux valeurs mesurées sur Uranus et Neptune, elles sont enrichies par rapport à la valeur présolaire comme le prédit le modèle de formation par nucléation. La valeur de D/H dans Uranus et Neptune fournit une estimation de ce paramètre dans les glaces des planétésimaux qui ont constitué ces planètes ; une comparaison de ces valeurs avec les mesures de D/H dans différents types de comètes permettra de mieux contraindre les processus de formation dans le système solaire extérieur.

Lorsqu'on compare la valeur du rapport D/H jovien, donc supposée représentative de la « Nébuleuse Solaire Primitive » il y a de cela 4,6 milliards d'années, à la valeur de D/H mesurée actuellement dans le milieu interstellaire, on constate une diminution d'un facteur de 1,5 à 2 de l'abondance du deutérium ; ce résultat n'est pas surprenant dans la théorie du big-bang, puisque celle-ci implique que le deutérium est détruit dans les étoiles, et que son abondance ne peut que diminuer avec le temps. Il est maintenant possible d'utiliser des modèles d'évolution galactique pour en déduire une estimation du deutérium primordial, à l'origine du big bang : l'abondance du deutérium primordial pourrait être de l'ordre de 1,5 à 2 fois celle de la nébuleuse protosolaire.

Le rapport C/H

Le rapport C/H est particulièrement important car c'est le seul rapport d'abondance qui ait pu être mesuré sur les quatre planètes géantes ; à ce titre, il apporte un diagnostic important aux modèles de formation planétaire.

Dans l'atmosphère réductrice des planètes géantes, l'essentiel du carbone est sous la forme de méthane. CH_4 est présent dans tout le spectre visible et infrarouge, dont il est l'élément prédominant. Les signatures spectrales de CH_4 sont de plus en plus fortes à mesure que la distance héliocentrique augmente, de Jupiter à Neptune (voir fig. 8-15).

La mesure du rapport C/H, pour être représentative de l'ensemble de la planète, doit être obtenue en dessous du niveau de saturation, si celui-ci existe ; ce n'est pas le cas de Jupiter et Saturne qui présentent un rapport de mélange constant avec l'altitude, mais la saturation intervient sur Uranus et Neptune dans la troposphère supérieure. Il faut dans ce cas mesurer le méthane en dessous de la couche nuageuse, située vers 1 bar, à partir des bandes présentes dans le domaine visible et infrarouge proche. Dans le cas de Jupiter et Saturne, on a utilisé l'émission thermique à 7,7 μm qui sonde la stratosphère ; enfin, la sonde *Galileo* a fourni une mesure précise de C/H dans le cas de Jupiter. Dans tous les cas, on observe un enrichissement du rapport C/H par rapport à la valeur solaire ; cet enrichissement est de 3 pour Jupiter, d'environ 6 à 8 pour Saturne, et de 30 à 60 pour Uranus et Neptune. Comme dans le cas du rapport D/H, l'enrichissement en C/H, qui croît avec la distance héliocentrique, constitue un diagnostic très fort en faveur du

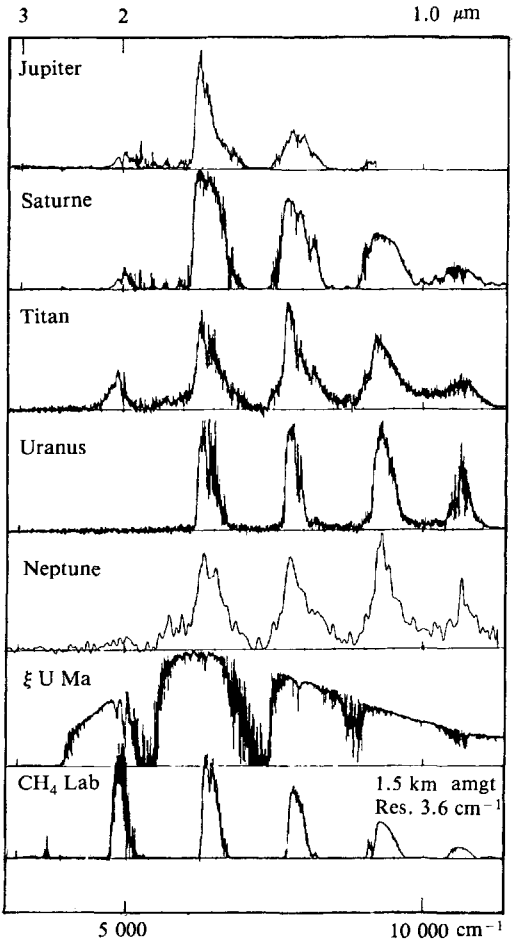


FIG. 8-15 – Spectres dans l'infrarouge proche. On voit que les spectres sont caractérisés par l'absorption due au méthane. (D'après H. Larson, avec l'autorisation de *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, vol. 18, © 1980 by Annual Reviews Inc.)

modèle de nucléation des planètes géantes. En effet, celles-ci s'étant formées autour d'un noyau de glaces de masse sensiblement constante (10 à 15 masses terrestres), le pourcentage de glaces compris dans la masse totale varie d'environ 3 % dans le cas de Jupiter à plus de 50 % dans le cas d'Uranus et de Neptune. Si l'on considère que la masse cosmique des éléments condensables est 2 % de la masse totale, et si l'on suppose un mixage homogène de la planète après la phase d'accrétion de la nébuleuse protosolaire autour des noyaux planétaires, on retrouve qualitativement, pour les quatre planètes géantes, l'enrichissement en éléments lourds observé dans le cas du rapport C/H.

Les rapports N/H, P/H, O/H et Ge/H

L'étude de ces rapports élémentaires est plus complexe que dans les cas précédents, car elle se fait à partir de molécules (NH_3, H_2S, PH_3, H_2O) dont le rapport de mélange varie avec l'altitude, du fait de la condensation, de la photodissociation ou de réactions chimiques. Ces molécules n'ont pas pu être détectées dans les troposphères d'Uranus et Neptune car elles doivent condenser en raison de la basse température de ces planètes.

L'ammoniac NH_3 présente de nombreuses signatures spectroscopiques, présentes dans le spectre de Jupiter depuis l'ultraviolet jusqu'au domaine radio. C'est aux environs de 5 μm et dans le domaine centrimétrique que l'on sonde les régions les plus profondes, à des pressions de plusieurs bars, en dessous du nuage de NH_4SH. Malgré une certaine dispersion des mesures, les résultats les plus récents convergent vers un enrichissement du rapport N/H par un facteur 2 à 4 par rapport à la valeur solaire, pour Jupiter et pour Saturne. Dans le cas de Jupiter, cette valeur est confirmée par les mesures de la sonde *Galileo*.

La phosphine PH_3 est un élément particulièrement intéressant dans l'atmosphère de Jupiter et de Saturne car elle est sans doute le traceur d'une activité dynamique importante. En effet, d'après les calculs thermochimiques, la phosphine ne devrait pas être observable sur les planètes géantes : à des températures inférieures à 2 000 K, elle devrait réagir avec H_2O pour former P_2O_5. Pourtant, PH_3 a été clairement détectée dans le spectre infrarouge de Jupiter et de Saturne (fig. 8-16). Comme pour NH_3, on observe une distribution verticale avec une abondance qui diminue avec l'altitude, d'où l'interprétation suivante : PH_3 pourrait être transportée par des mouvements verticaux ascendants rapides, et serait détruite progressivement au cours de son ascension. Au-dessus du minimum de température, ce qui reste de PH_3 est détruit, très rapidement, par photodissociation. L'abondance de la phosphine est proche de la valeur solaire sur Jupiter, à une pression de quelques bars ; dans le cas de Saturne, elle est enrichie d'un facteur de l'ordre de 3.

H_2O et GeH_4 ont été identifiés sur des spectres infrarouges de Jupiter et de Saturne enregistrés au sol aux environs de 5 μm, puis avec les données IRIS-*Voyager* (voir fig. 8-16) et enfin les données *ISO* et (pour H_2O) *Galileo*. Les abondances mesurées sont sensiblement inférieures aux abondances cosmiques. Dans le cas de GeH_4, ce résultat est très vraisemblablement lié, comme dans le cas de NH_3, à la présence d'une couche nuageuse profonde. La condensation de H_2O est prévue par les modèles thermochimiques, et, en présence de ce nuage H_2O, on s'attend que GeH_4 soit détruit, au profit du germanium pur Ge, ou du composé H_2GeO_3.

Dans le cas de H_2O, un appauvrissement de l'ordre d'un facteur trente a été mesuré dans certaines régions du disque jovien ; ces régions se trouvent être les taches chaudes mentionnées plus haut (voir section 8.2.2), interprétées comme des régions de subsidence, dépourvues de nuages et appauvries en éléments condensables. Les mesures de spectroscopie de masse de la sonde *Galileo*, qui a

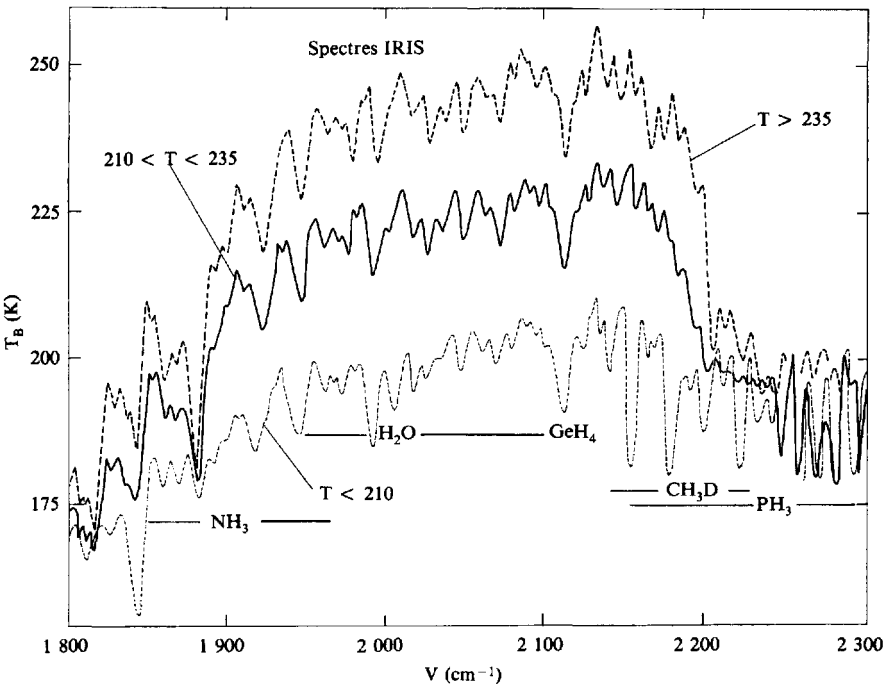


FIG. 8-16 – Spectres de Jupiter enregistrés à 5 μm par l'expérience IRIS-*Voyager*. (D'après P. Drossart *et al.*, *Icarus*, 49, 416, 1982.)

pénétré dans l'une de ces régions, ont confirmé l'appauvrissement en oxygène ; elles ont aussi indiqué que le rapport O/H tend à augmenter à mesure que l'on s'enfonce dans la troposphère, ce qui validerait le modèle de circulation convective. Dans le cas de Saturne, la valeur O/H déduite des observations *ISO* est elle aussi très inférieure à la valeur solaire. Cet appauvrissement pourrait indiquer un mode de circulation convective analogue à celle de Jupiter, mais, en l'absence de taches chaudes clairement identifiées sur Saturne, ce mode de circulation reste mal compris.

L'apport de la sonde *Galileo* : la mesure de l'abondance des gaz rares sur Jupiter

En complément des mesures spectroscopiques, le spectromètre de masse de la sonde *Galileo* a apporté, dans le cas de Jupiter, une information décisive sur la détermination des abondances élémentaires, en particulier dans le cas des gaz rares. Outre une détermination *in situ* de D/H, C/H et S/H (les rapports He/H et N/H étant mesurés indépendamment par d'autres instruments de la sonde), le

spectromètre de masse a mesuré les rapports d'abondance des gaz rares Ne, Ar, Kr et Xe. En dehors de Ne/H, appauvri par rapport à la valeur solaire (probablement par différenciation interne, selon le processus invoqué dans le cas de l'hélium), et O/H, sans doute appauvri localement dans les taches chaudes par des processus de transfert convectif, tous les rapports d'abondance sont enrichis d'un facteur environ 3 par rapport à la valeur solaire (fig. 8-17).

L'ensemble des mesures d'abondances dans les planètes géantes – enrichissement global d'un facteur d'environ 3 sur Jupiter, enrichissement croissant de Jupiter à Neptune dans le cas de C/H et D/H – apporte un soutien décisif au scénario de formation par nucléation des planètes géantes (voir chapitre 4). Rappelons en effet que, dans ce scénario, le gaz de la nébuleuse présolaire (constitué principalement d'hydrogène et d'hélium) est accrété autour d'un noyau de 10 à 15 masses terrestres constitué essentiellement de glaces. Dans cette phase d'accrétion, la température du noyau peut s'élever suffisamment pour sublimer les gaz ou libérer les glaces (celles-ci pouvant être aussi sous forme de clathrates, c'est-à-diree d'éléments ou de molécules piégés dans les réseaux de glace H_2O, voir section 9.3.2), ce qui aura alors pour effet d'enrichir l'atmosphère extérieure en

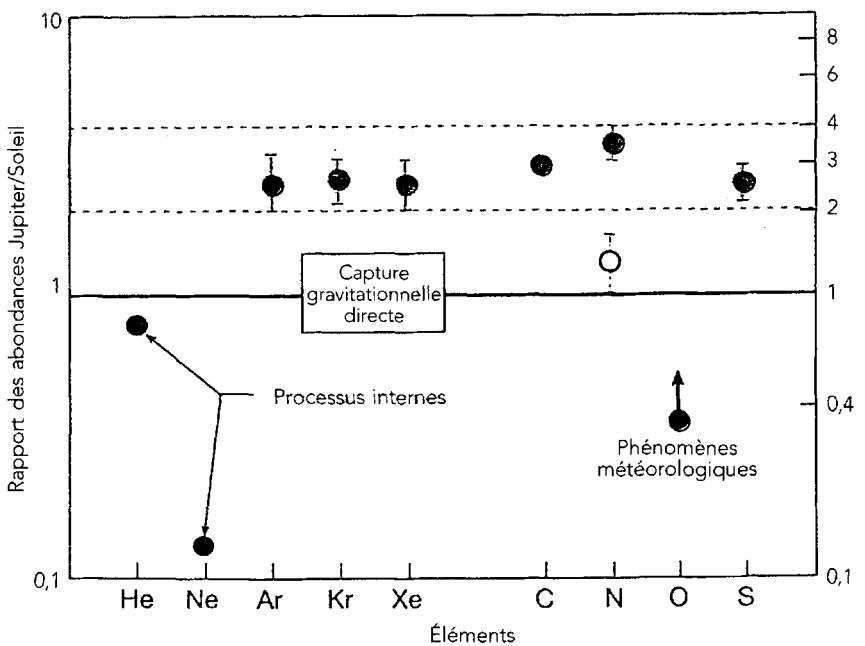


FIG. 8-17 – Abondances élémentaires dans Jupiter, mesurées par rapport à l'hydrogène, comparées aux valeurs solaires. En dehors de He, Ne et O (qui sont sans doute appauvris suite à des processus internes ou dynamiques), tous les éléments montrent un enrichissement de l'ordre de 3. (D'après T. Owen *et al.*, *Nature*, 402, 269, 1999.)

éléments tels que C, N, O... par rapport à l'hydrogène et à l'hélium. On voit que, dans cette hypothèse, les rapports d'abondances élémentaires, mesurés dans l'atmosphère des planètes géantes, doivent être enrichis par rapport aux abondances du gaz protosolaire.

Les rapports $^{12}C/^{13}C$ et $^{14}N/^{15}N$ et leurs implications astrophysiques

L'étude des rapports isotopiques tels que $^{12}C/^{13}C$, $^{14}N/^{15}N$ et $^{16}O/^{18}O$ présente un intérêt particulier pour l'étude de la nucléosynthèse et de l'évolution chimique de la Galaxie, car ces rapports devraient être moins affectés par fractionnement chimique que les rapports élémentaires. L'élément ^{13}C se trouve essentiellement produit dans le cycle CNO « froid », qui intervient dans les régions internes des étoiles massives de la séquence principale ; voilà pourquoi on mesure, dans le centre galactique riche en étoiles massives un rapport $^{12}C/^{13}C$ plus faible que dans le milieu interstellaire local, la valeur de celui-ci étant légèrement plus faible que la valeur mesurée dans le système solaire ; on trouve dans le Soleil, les planètes intérieures, les météorites et la Lune une valeur remarquablement constante, égale à 89. L'élément ^{15}N, à la différence de ^{13}C, serait plutôt formé dans le cycle CNO « chaud » intervenant dans les explosions de novae et de supernovae. Dans le système solaire, le rapport $^{14}N/^{15}N$ est mesuré sur les planètes intérieures ; il y a incertitude sur la valeur du rapport $^{14}N/^{15}N$ solaire, mesurée à partir de particules du vent solaire piégées sur la surface lunaire. Une détermination de $^{12}C/^{13}C$ et $^{14}N/^{15}N$ dans les régions les plus primitives du système solaire pourrait permettre de déduire, par comparaison avec les valeurs actuelles du milieu interstellaire, l'évolution chimique de notre environnement galactique depuis 4,5 milliards d'années.

$^{12}C/^{13}C$ a été mesuré sur Jupiter et Saturne, de trois manières différentes : à partir des raies $^{13}CH_4$, de la bande $3\nu_3$, à 1 μm, à partir de la branche Q de la bande ν_4 de $^{13}CH_4$, à 8 μm, et, à partir des raies de $^{12}C^{13}CH_2$, à 13 μm. La première détermination, sur Jupiter et Saturne, a conduit à une valeur solaire ; la deuxième, sur Jupiter, a conduit à un rapport $^{12}C/^{13}C$ nettement plus élevé que la valeur solaire, tandis que la troisième donne, pour Jupiter, un rapport $^{12}C/^{13}C$ nettement plus faible que la valeur solaire. L'interprétation de ces divergences reste pour l'instant incertaine.

Grâce aux spectres infrarouges du satellite *ISO* et aux mesures *in situ* de la sonde *Galileo*, nous possédons deux déterminations du rapport $^{14}N/^{15}N$ sur Jupiter. Toutes deux indiquent un enrichissement d'un facteur 2 par rapport à la valeur terrestre (rappelons qu'il n'existe pas actuellement de détermination précise de ce rapport dans le Soleil, les seules informations existantes provenant de mesures dans le vent solaire). La valeur de $^{14}N/^{15}N$ mesurée dans Jupiter pourrait être représentative de la valeur protosolaire de ce rapport, ce qui impliquerait pour la valeur protosolaire une valeur différente de la valeur terrestre.

8.2.5 La haute atmosphère des planètes géantes

Les régions atmosphériques sondées par l'étude du rayonnement visible, infrarouge et radio, se situent, dans la plupart des cas, à des niveaux de pression allant de 10 mb à la dizaine de bars. Au-dessus de ces régions se trouvent la stratosphère supérieure puis la thermosphère et l'exosphère qui atteignent des altitudes où la pression est de l'ordre du nanobar. Ces zones atmosphériques sont caractérisées par une pénétration plus ou moins profonde du rayonnement ultraviolet solaire, qui induit une intense photochimie. La spectroscopie ultraviolette des planètes géantes est donc un moyen puissant d'analyse de leur atmosphère supérieure ; une information complémentaire nous est fournie par des émissions intervenant à des longueurs d'onde discrètes dans l'infrarouge (fluorescence de CH_4 dans la bande ν_3 à 3,3 μm ; émissions de l'ion H_3^+ entre 2 et 5 μm).

Détermination des profils de température et de densité

Nous avons mentionné (voir section 8.2.1) la méthode d'occultation stellaire qui convient pour déterminer la structure thermique entre 0,1 et 10 mb. La même méthode, utilisée dans l'ultraviolet, permet d'accéder à la distribution thermique à très haute altitude (environ 1 000 km au-dessus du minimum de température, soit à une pression de l'ordre du nanobar). Cette technique a été utilisée sur les quatre planètes géantes à partir des sondes *Voyager*, en utilisant le Soleil ou des étoiles brillantes comme sources. Pour Jupiter comme pour Saturne, le rayonnement ultraviolet est absorbé par H, entre 60 et 80 nm, par CH_4 entre 90 et 115 nm, et par C_2H_2 et C_2H_6 entre 142,5 et 167,5 nm. Les courbes de lumière enregistrées à ces différentes longueurs d'onde permettent de remonter aux distributions verticales des différents constituants (voir fig. 8-18). Dans le cas de Jupiter, une mesure directe a été obtenue par la sonde *Galileo* entre 1 000 et 23 km au-dessus du niveau z = 0 (P = 1 bar). La température de la thermosphère est élevée : de l'ordre de 900 K ou plus sur Jupiter à une altitude de 800 km. On observe de plus de fortes oscillations dans la thermosphère, probablement dues à la présence d'ondes de gravité. Ces ondes de gravité contribueraient, avec aussi sans doute la précipitation de particules énergétiques, au chauffage de la thermosphère.

Une comparaison du profil thermique des quatre planètes géantes (voir plus haut, fig. 8-3) montre que, si les profils troposphériques sont comparables, à une translation près (ce qui traduit la contrainte du gradient adiabatique), ils diffèrent considérablement dans la stratosphère et la thermosphère, ce qui traduit des mécanismes de chauffage différents et propres à chaque planète.

Le coefficient de diffusion turbulente

En l'absence de phénomènes photochimiques, l'atmosphère des planètes géantes serait mélangée de manière homogène jusqu'à l'altitude de l'homopause,

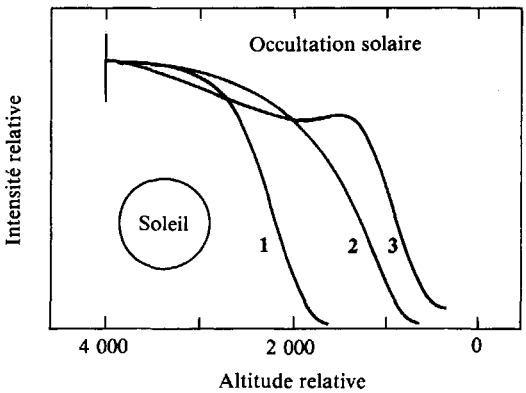


FIG. 8-18 – Intensité relative du flux UV en fonction de l'altitude, dans trois domaines de longueur d'onde : 1) 60-80 nm, 2) 90-115 nm, 3) 142,5-167,5 nm. Dans le premier cas, l'absorption est due à H_2, dans le deuxième, à CH_4 et, dans le troisième, à C_2H_2 et C_2H_6. (D'après Broadfoot *et al.*, « Extreme Ultraviolet Observations from *Voyager 1* Encounter with Jupiter », *Science*, 204 pp. 979-82, 1er juin 1979, © 1979 by AAAS.)

à une pression de l'ordre du microbar. Cependant, la photodissociation intervient à des altitudes bien inférieures, ce qui conduit à des profils de densité dont les rapports de mélange diminuent avec la pression totale. En particulier pour Jupiter, la photodissociation de NH_3 intervient dès le minimum de température, à une pression d'environ 100 mb.

Pour les problèmes d'aéronomie, il est essentiel de connaître l'importance du transport vertical qui détermine la distribution des constituants mineurs en altitude. Cette quantité s'exprime grâce au coefficient de diffusion turbulente K. Au niveau de l'homopause, le coefficient K est égal au coefficient de diffusion moléculaire ; au-dessus de ce niveau, les espèces se séparent en fonction de leur poids moléculaire. Plusieurs méthodes indirectes peuvent être utilisées pour déterminer le coefficient K : l'observation du flux Ly α (qui donne l'abondance d'hydrogène atomique au-dessus du niveau de pénétration), la distribution verticale de CH_4 et celle de ses produits de photodissociation, notamment C_2H_2, observé à la fois en UV (par *IUE* et le *HST*) et en infrarouge à 13.7 μm (par *Voyager* et *ISO*). Plus récemment, la mesure de la fluorescence du méthane dans la bande ν_3 de CH_4 à 3,3 μm a fourni une nouvelle détermination de K sur Jupiter et Saturne.

Pour Jupiter, la valeur à l'homopause de K la plus probable est de l'ordre de 10^6 cm^2s^{-1}. La valeur pour Saturne semble être au moins dix fois plus élevée : entre 10^7 et 10^8 cm^2s^{-1}. Une illustration de cette différence peut s'observer dans le rapport, de l'ordre de 10, entre les abondances de C_2H_2 et de C_2H_6, mesurées respectivement sur Saturne et sur Jupiter, dans les émissions infrarouges à 12-13 μm (fig. 8-19). Dans le cas d'Uranus, la valeur de K est remarquablement faible

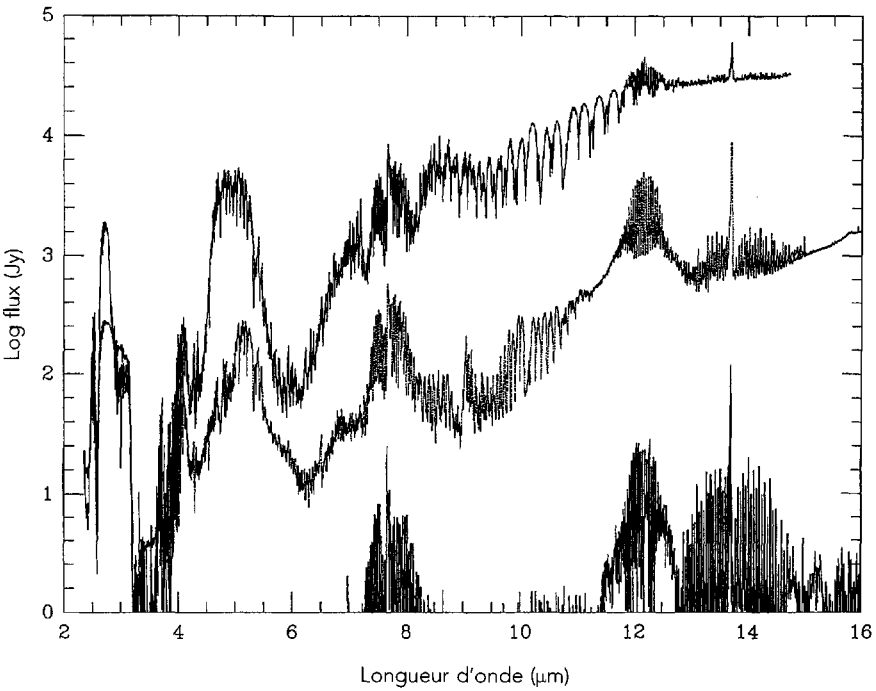


FIG. 8-19 – Les spectre infrarouge de Jupiter, Saturne et Neptune observé par le spectromètre SWS du satellite ISO. Le flux solaire réfléchi domine aux longueurs d'ondes inférieures à 4 μm, tandis que l'émission thermique est observée au-delà ; les signatures moléculaires y apparaissent en émission ou en absorption, selon la région de l'atmosphère où elles sont formées. À 5 μm, le rayonnement provient des couches profondes de Jupiter et de Saturne, à une pression de plusieurs bars. Au-delà de 7 μm, le flux provient de la stratosphère ou de la haute troposphère. On observe en particulier les émissions stratosphériques du méthane (7,7 μm) et de ses principaux produits de photodissociation (C_2H_6 à 12 μm, C_2H_2 à 13,7 μm). Le flux d'Uranus et de Neptune est inférieur à 1 Jy en dessous de 7 μm. Uranus (non représenté sur la figure) n'est détecté qu'à 13,7 μm dans l'émission de C_2H_2, avec un flux égal au tiers de celui de Neptune. (D'après Th. Encrenaz, *et al.*, ESA SP-419, 125, 1997.)

(de l'ordre de 10^4 cm^2s^{-1}), alors que la valeur de Neptune est environ de 10^6-10^7 cm^2s^{-1}. La faible valeur d'Uranus, comparée aux trois autres planètes géantes, reste à expliquer.

Photochimie des planètes géantes : dissociation et ionisation

La photochimie des atmosphères des planètes géantes est essentiellement due à l'absorption par les molécules des photons solaires ultraviolets. La profondeur de

pénétration, déterminée à chaque longueur d'onde par la diffusion Rayleigh, fixe, pour un constituant donné, l'altitude à laquelle le constituant est dissocié. Ainsi, pour NH_3, dissocié par les photons d'énergie correspondant à 180-200 nm, l'altitude où intervient la dissociation se situe entre 100 et 10 mb. Dans le cas de CH_4, dissocié à 140-160 nm, le niveau de destruction est situé plus haut dans l'atmosphère, aux environs du µbar ; c'est le niveau de l'homopause. Dans le cas de H_2, il est situé à une altitude encore plus élevée.

Les principaux produits stables de la dissociation du méthane sont l'acétylène C_2H_2 et l'éthane C_2H_6. Ils ont été identifiés sur les quatre planètes géantes, à l'exception de C_2H_6 sur Uranus. D'autres hydrocarbures ont été identifiés par *Voyager* dans les régions aurorales de Jupiter (CH_3C_2H, C_2H_4, C_6H_6). Plus récemment, le satellite *ISO* a détecté de nombreux hydrocarbures (voir tableau 8-3), notamment CH_3C_2H, C_4H_2, C_6H_6 et CH_3 sur Saturne, et, sur Neptune, C_2H_4 et CH_3. Enfin, C_2H_4 a par ailleurs été détecté sur Jupiter et Saturne par spectroscopie infrarouge depuis le sol à haute résolution spectrale, et CH_3 a été détecté sur Jupiter par le spectromètre CIRS de la sonde *Cassini*.

La photochimie de NH_3 joue un rôle important dans le cas de Jupiter ; l'un des produits stables de dissociation est N_2H_2, mais cette molécule n'a pas été détectée à ce jour. Dans le cas de Saturne, la photochimie de PH_3 peut jouer un rôle important, et conduire à la formation de constituants non encore détectés, tels que HCP et CH_3PH_2 ; les figures 8-20 et 8-21 montrent des exemples de modèles de dissociation du méthane et de l'hydrogène dans le cas des quatre planètes géantes. On remarquera que, dans le cas d'Uranus et Neptune, le méthane condense à la tropopause, ce qui réduit fortement la quantité de méthane stratosphérique ; dans le cas de Neptune, la distribution stratosphérique présente toutefois un certain degré de supersaturation.

CO et HCN dans la stratosphère de Neptune

Nous avons vu (section 1.2.2) que, selon les modèles thermochimiques, le carbone et l'azote sont essentiellement sous forme de méthane et d'ammoniac dans les planètes géantes. N_2 et CO devraient donc avoir des rapports de mélange très faibles. N_2 n'a pas de signature spectroscopique forte et n'a pas été détecté sur les planètes géantes. CO a été détecté sur Jupiter et sur Saturne avec un rapport de mélange de l'ordre de 10^{-9} (voir tableau 8-3), en accord avec les modèles théoriques. Voilà pourquoi la détection inattendue de CO et de HCN dans la stratosphère de Neptune, réalisée en 1992 par spectroscopie hétérodyne millimétrique depuis le sol, pose de nouvelles contraintes sur le scénario de formation de cette planète.

CO a été détecté dans la stratosphère de Neptune avec un rapport de mélange de 10^{-6}, et une limite supérieure 10 fois plus faible a été obtenue sur Uranus. HCN a été détecté dans la stratosphère de Neptune avec un rapport de mélange de $3\ 10^{-10}$. On pense que le monoxyde de carbone est d'origine troposphérique, car il

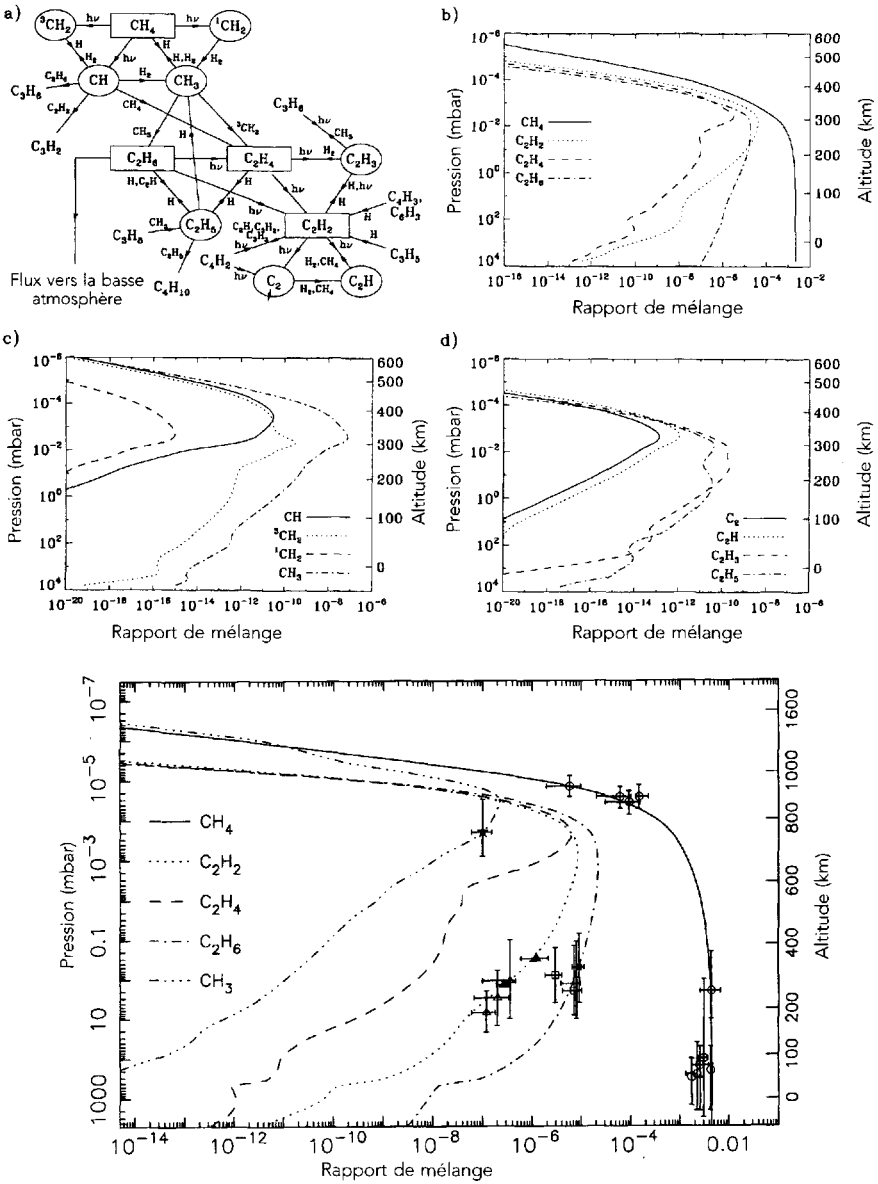


FIG. 8-20 a et b – (a) Schéma des réactions principales de photodissociation impliquant des constituants C et C_2 dans la stratosphère de Jupiter et profils verticaux de distribution des constituants stables, des radicaux C et des radicaux C_2 (d'après G. R. Gladstone *et al.*, *Icarus*, 119, 1). (b) Profils verticaux des composants C et C_2 dans l'atmosphère de Saturne (d'après J. L. Moses *et al.*, *Icarus*, 143, 260, 2001.)

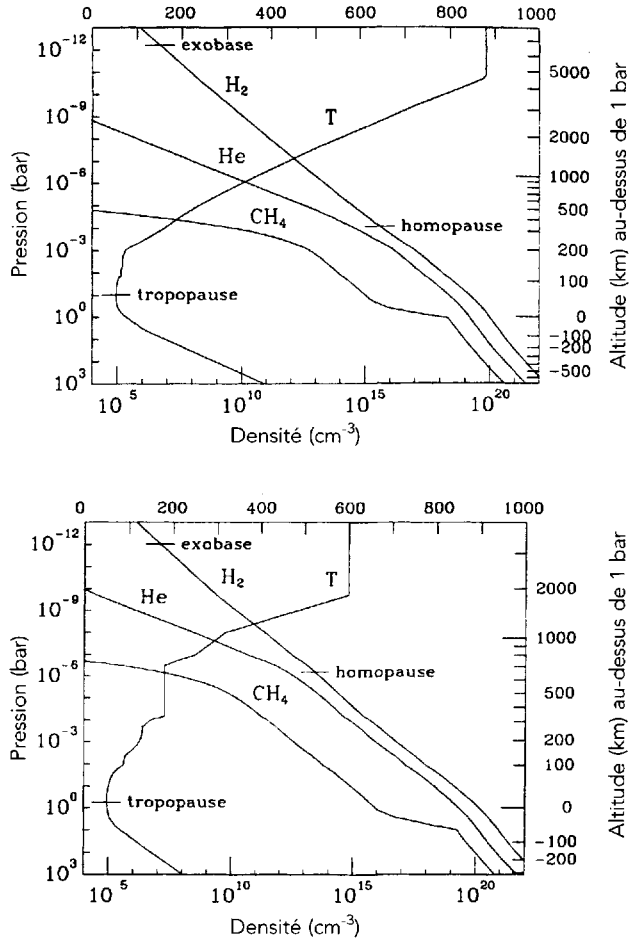


FIG. 8-21 – Profils de température et de densité des principaux constituants dans les stratosphères d'Uranus (haut) et de Neptune (bas). (D'après F. Herbert, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, IOPP/Nature, 2001.)

est difficile d'invoquer une origine externe pour ce gaz très volatil ; en particulier, CO reste sous forme de gaz à la température de la tropopause. Ce n'est pas le cas de HCN, qui est donc nécessairement d'origine externe. HCN provient sans doute de la réaction d'atomes d'azote avec CH_3. Ces atomes d'azote pourraient avoir deux origines : une origine externe, provenant de l'atmosphère de Triton, riche en N_2, ou une origine interne, si N_2 est présent dans l'intérieur de Neptune au niveau de quelques pour-cent. Quelle que soit la réponse, la détection de CO et de HCN sur Neptune, couplée à leur absence sur Uranus, fait apparaître des différences significatives dans les modèles de formation des deux « géantes glacées ».

La source externe d'oxygène

En 1997, les observations du satellite *ISO* ont mis en évidence la présence de H_2O et de CO_2 dans les stratosphères des quatre planètes géantes, à l'exception de CO_2 sur Uranus. Les émissions observées sont compatibles avec un rapport de mélange de H_2O de 10^{-9} au-dessus du point de condensation (T = 140 K). Du fait de la basse température de la tropopause qui joue le rôle de piège froid, l'origine de la vapeur d'eau est nécessairement externe. Fait remarquable, le flux entrant de H_2O est sensiblement constant pour les quatre planètes géantes ainsi que sur Titan : il est de l'ordre de 10^6 cm^2s^{-1}, un peu plus faible dans le cas d'Uranus.

Deux sources possibles ont été invoquées pour expliquer la présence de l'eau stratosphérique : une source locale, provenant des anneaux et des satellites glacés de chaque planète, et une source interplanétaire, constituée d'un flux de micrométéorites ; notons qu'un tel flux de micrométéorites a déjà été observé *in situ* dans le système solaire extérieur par les sondes *Pioneer 10* et *11*. Il est difficile aujourd'hui de trancher entre ces deux interprétations. Quant à CO_2, son origine est également incertaine : il pourrait provenir de la même source extérieure que H_2O, mais pourrait aussi résulter de réactions chimiques dans la stratosphère, faisant intervenir H_2O et CH_3, ou aussi CO dans le cas de Neptune.

Les aurores

Toutes les planètes géantes ont une ionosphère, structurée en couches successives, et de température élevée. Le seul ion identifié à ce jour est H_3^+. Il a été détecté dans l'infrarouge proche sur Jupiter, Saturne et Uranus. Les modèles d'ionisation prévoient l'existence d'autres ions, et en particulier H^+.

Les émissions de H_3^+ sont particulièrement intenses dans les aurores. Ces aurores apparaissent à proximité des pôles et sont causées par les précipitations de particules chargées le long des lignes de champ magnétiques à haute latitude (voir section 8-4). Les aurores des planètes géantes ont d'abord été mises en évidence par le rayonnement UV de l'hydrogène dans la raie de Ly α à 121,6 nm, induit par fluorescence résonante. Elles ont été ensuite observées par l'émission infrarouge du méthane et des hydrocarbures qui sonde les altitudes élevées. Pour H_3^+ comme pour les hydrocarbures, l'excès d'émission infrarouge pourrait être dû à un taux de dissociation ou d'ionisation accru par le flux de particules chargées, ou à une température plus élevée.

La collision de la comète Shoemaker-Levy 9 avec Jupiter

Une remarque particulière doit être faite à propos de la chute de la comète Shoemaker-Levy 9 (SL9) dans l'atmosphère de Jupiter, qui s'est produite en juillet 1994. Découverte en mars 1993, la comète, en orbite autour de Jupiter, s'était fractionnée en une vingtaine de morceaux lors de son passage précédent au

périastre, en 1992. Les calculs d'orbite montrèrent que SL9 entrerait en collision avec Jupiter lors de son passage suivant, en juillet 1994. Une importante campagne d'observation, depuis le sol et l'espace (*HST*, *Galileo*), se mit en place pour observer ce phénomène rarissime (une collision de ce type ne se produit sans doute que tous les quelques siècles).

Les fragments de SL9 pénétrèrent dans l'atmosphère de Jupiter à une latitude de – 44°, et s'espacèrent le long de ce parallèle suite à la rotation de la planète ; les collisions s'échelonnèrent sur une semaine, entre le 16 et le 22 juillet 1994. Chaque impact donna lieu à une très forte explosion, qui se produisit à un niveau de pression compris entre 0,2 et 2 bars environ, suivi de l'ascension d'une boule de feu, l'éjection de matière jusqu'à une altitude supérieure à 3 000 km, la retombée des éjecta une dizaine de minutes plus tard, le chauffage de la stratosphère et la formation de nouvelles espèces chimiques. Les températures ont dépassé 10 000 K au moment de l'explosion, et l'énergie dissipée était de l'ordre de 10^{26} à 10^{27} erg. Le diamètre des fragments cométaires était de l'ordre de quelques centaines de mètres.

Les nouvelles molécules détectées suite aux impacts ont été H_2O, CO, HCN, CS, CS_2, OCS, C_2H_4 et NH_3 ; elles ont été observées en UV (par *HST*), en IR (par *Galileo* et le *Kuiper Airborne Observatory*), ainsi que par spectroscopie infrarouge et millimétrique depuis le sol. Certaines de ces molécules (CO, HCN, CS) restèrent observables pendant plus d'une année. L'évolution temporelle de ces espèces est en bon accord avec les modèles d'évolution photochimique. Il n'est pas exclu que le CO_2 identifié sur Jupiter par *ISO* soit le résultat de la collision de SL9, car son abondance est plus forte dans l'hémisphère sud. Si tel est le cas, l'eau observée dans la stratosphère de Jupiter pourrait avoir, au moins en partie, la même origine ; cette interprétation, cependant, ne s'applique pas aux autres planètes géantes.

Il est difficile de déduire la composition de la comète à partir des observations de SL9, car il semble qu'une petite fraction seulement de matériau cométaire ait été incluse dans la composition du gaz chauffé observé, le reste provenant de matériau jovien.

8.3 La structure interne des planètes géantes

Les observations pratiquées sur les planètes géantes ne concernent, pour la plupart, que l'extérieur de ces objets ; leur structure interne échappe donc à l'observation directe. De plus, en raison des pressions et des températures considérables qui sont impliquées, elle ne peut faire l'objet d'une simulation en laboratoire. Voilà pourquoi l'étude de l'intérieur des planètes géantes passe par la modélisation théorique des états de la matière à haute pression. Néanmoins, nous disposons de quelques paramètres observationnels qui peuvent servir de conditions aux limites à ces modèles.

8.3.1 Les données expérimentales

Masse, rayon et champ de gravitation

Nous connaissons avec précision la masse et le rayon des planètes géantes (voir plus haut tableau 1.3). La détermination de leur période de rotation est plus ambiguë. La rotation apparente des phénomènes atmosphériques extérieurs est différente de celle des couches internes qui a pu être déterminée grâce à la mesure du champ magnétique. Celle-ci est prise comme référence, et a donné naissance au « système » des longitudes, Dans le cas de Jupiter et de Saturne, on a utilisé l'émission radio des planètes (rayonnement synchrotron) ; dans les cas d'Uranus et de Neptune, on a utilisé les mesures de champ magnétique fournies par la sonde *Voyager 2*.

Du fait de la rotation des planètes géantes, qui entraîne un écart à la sphéricité et un effet d'aplatissement, il est possible de déduire du champ de gravitation une information sur la répartition des masses : dans l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique, le potentiel gravitationnel d'une planète en rotation uniforme peut s'exprimer à l'aide des polynômes de Legendre d'ordre pair :

$$\Phi(r,\theta) = -\frac{GM}{r}\left[1 - \sum_{1}^{\infty}\left(\frac{Re}{r}\right)^{2n} J_{2n}\, P_{2n}(\cos\theta)\right]. \qquad (8.5)$$

Dans cette équation, θ est la colatitude (c'est-à-dire le complément de la latitude), Re le rayon équatorial, M la masse de la planète, G la constante de gravitation et P2n(cos.θ) le polynôme de Legendre de degré 2n. Les quantités J_{2n} sont appelées moments gravitationnels. Les premiers moments gravitationnels ont été mesurés sur les quatre planètes géantes par les sondes *Voyager*, ainsi que J_6 dans le cas de Jupiter et de Saturne.

L'énergie interne des planètes géantes

L'existence d'une source d'énergie interne sur Jupiter fut découverte en 1969, lorsque les premières mesures du flux infrarouge indiquèrent que la planète rayonnait près de deux fois plus d'énergie qu'elle n'en absorbait du Soleil (voir équations 1.21 et 1.22). Les mesures ultérieures, au sol et dans l'espace, confirmèrent ce résultat et établirent la présence d'une énergie interne également sur Saturne et sur Neptune, mais non sur Uranus (voir tableau 8-6). Cette différence de comportement de deux planètes apparemment semblables, Uranus et Neptune, s'accompagne d'une différence sensible de leurs compositions atmosphériques comme nous l'avons vu (section 8.2), ainsi qu'une différence dans leurs profils thermiques stratosphériques (voir fig. 8-3). L'origine de ces différences est encore mal comprise.

L'existence pour Jupiter, Saturne et Neptune d'une source d'énergie interne, qui, dans les trois cas, est de l'ordre de grandeur de l'énergie solaire absorbée, constitue bien sûr une donnée de base dont les modèles de structure interne

Tableau 8-6
Énergie interne des planètes géantes

Planète	Température effective (K)	Rapport de l'énergie émise à l'énergie solaire absorbée
Jupiter	124	1,67
Saturne	95	1,78
Uranus	58	< 1,1
Neptune	58	2,6

doivent pouvoir rendre compte. L'interprétation la plus plausible est la contraction et le refroidissement des planètes qui se poursuivraient encore aujourd'hui, les planètes ayant connu une phase beaucoup plus chaude et plus volumineuse suite à l'effondrement du gaz protosolaire sur le noyau initial. Une autre contribution possible à l'énergie interne est fournie, dans le cas de Jupiter et de Saturne, par la différenciation possible de l'hélium dans la phase métallique de l'hydrogène (voir ci-après et section 8-2).

Structure thermique et composition chimique des atmosphères

Sans revenir longuement sur des observations qui ont été déjà présentées en détail (voir section 8.2), il convient de rappeler ici les données qui présentent une incidence sur la structure interne des planètes géantes.

D'une part, pour les quatre planètes géantes, les mesures semblent indiquer qu'à des pressions supérieures au bar, le profil thermique est adiabatique, ce qui suggère une atmosphère convective ; la donnée To(Po) au niveau de pression d'un bar fournit la condition aux limites. Dans le cas de Jupiter, le profil troposphérique a été mesuré avec précision jusqu'à une profondeur de 22 bars ; aucun écart sensible à l'adiabaticité n'a été détecté.

D'autre part, les mesures d'abondance de l'hélium ont, comme nous l'avons vu, des implications profondes sur les modèles de structure interne : l'hélium semble être appauvri sur Jupiter et sur Saturne par rapport à sa valeur protosolaire. Cet écart est interprété par un effet de condensation de l'hélium dans l'hydrogène liquide présent à l'intérieur de Jupiter et de Saturne (voir section 8.2). Le même mécanisme serait responsable de l'appauvrissement en néon observé sur Jupiter par le spectromètre de masse de la sonde *Galileo*.

8.3.2 Construction de modèles d'énergie interne

On peut se faire une idée de la pression régnant à l'intérieur d'un corps de masse et de rayon connus en calculant la quantité

$$P = \rho q R \tag{8.6}$$

ρ étant la densité, R le rayon, et q la quantité

$$q = GM/R^2 . \tag{8.7}$$

On trouve alors les ordres de grandeur suivants : $2{,}6\,10^7$ bar pour Jupiter, $4\,10^6$ bar pour Saturne, $3\,10^6$ bar pour Uranus et Neptune. La conclusion immédiate est que, à de telles pressions, l'hydrogène, constituant majoritaire, est nécessairement sous forme métallique. Cependant, il est fort difficile de déterminer précisément le diagramme de phase de l'hydrogène à pressions et températures élevées, car l'observation au laboratoire n'est pas possible ; voilà pourquoi l'approche est entièrement théorique. Il en est de même pour les équations d'état de l'hélium et des glaces H_2O, CH_4, NH_3... qui doivent intervenir d'après les abondances cosmiques de ces constituants.

Deux types de modèles de structure interne peuvent être considérés : les modèles statiques, dans lesquels le profil thermique est choisi *a priori* – ce qui fixe donc le flux thermique émis par la planète – et les modèles évolutifs, qui tentent d'expliquer l'origine de ce flux thermique.

Les modèles statiques

Ils sont construits à partir des équations suivantes :

– l'équation de l'équilibre hydrostatique en présence de rotation :

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(r)\,\rho(r)}{r^2} + \frac{2}{3\,\Omega^2\,r\,\rho(r)} + O(\Omega^4) \tag{8.8}$$

où Ω est la vitesse de rotation et M(r) la masse à l'intérieur du rayon r ;

– les équations d'état $p(\rho, T, (x_i)), x_i(r)$ étant l'abondance relative du constituant i ;

– le profil $T(\rho)$, supposé adiabatique dans la plupart des modèles ;

– la relation entre la distribution des masses et les moments gravitationnels J_{2n}.

Un premier exemple simple de ces calculs est présenté dans la figure 8-22. Il apparaît immédiatement que Jupiter et Saturne doivent être composés majoritairement d'hydrogène, avec une faible contribution d'hélium. En revanche, Uranus et Neptune doivent être sensiblement enrichis en glaces.

La méthode classique pour construire des modèles statiques consiste à faire l'hypothèse de couches successives : roche, glace, enveloppe gazeuse d'abondance cosmique. On délimite alors les frontières de ces différentes couches en ajustant les paramètres aux valeurs mesurées de ρ, J_2 et J_4.

Les modèles statiques ainsi construits ne fournissent pas nécessairement des modèles planétaires réalistes ; d'autres contraintes sont heureusement apportées par les modèles évolutifs.

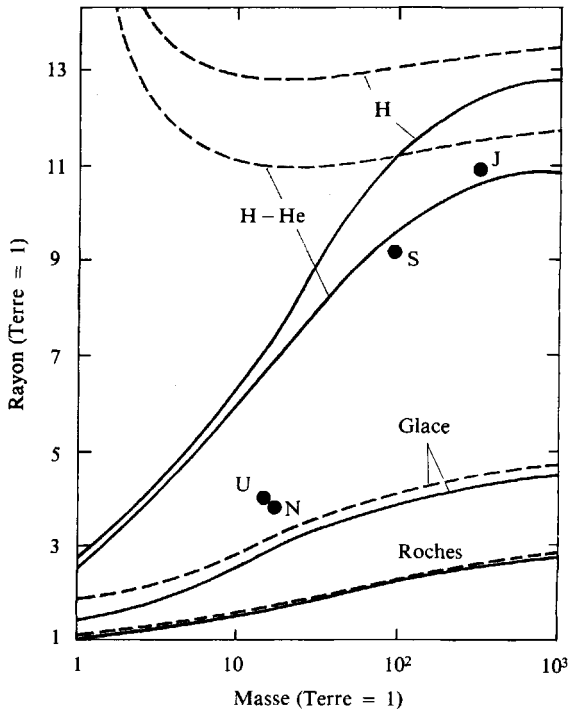


FIG. 8-22 – La relation masse-rayon, pour un corps en auto-gravitation. Différentes compositions sont considérées : 1) H pur, 2) H-He (25% de He), 3) glaces et 4) roches. (D'après R. Stevenson, avec l'autorisation de *Annual Review of Earth and Planetary Science*, vol. 10, © 1982 by Annual Reviews Inc.)

Les modèles évolutifs

L'explication la plus plausible apportée à l'excès d'énergie interne de Jupiter est consécutive à la gravitation : la cause en serait la contraction liée à l'effondrement du gaz protosolaire autour du noyau central lors de la formation de la planète. Un autre effet gravitationnel possible est la différenciation interne entre éléments lourds et légers, comme le suggèrent les mesures de l'abondance de He sur Jupiter et Saturne (ainsi que Ne sur Jupiter). Dans le premier cas, on peut obtenir une estimation du temps de refroidissement de la planète, connaissant l'actuel excès d'énergie L ; en supposant que l'objet se soit refroidi de manière homogène depuis sa formation :

$$L = 4\pi R^2 \sigma (Te^4 - T_0^4) = -\frac{d}{dt}\left[M\bar{C}_V Ti\right]. \qquad (8.9)$$

Te est la température effective, To la température effective en l'absence de source interne (donc liée au flux solaire par l'équation 1-20), Ti une température interne

moyenne. Cv est la chaleur spécifique moyenne par gramme. On peut supposer que R est approximativement constant pendant toute la contraction, et que Ti est de l'ordre de Te. On obtient alors :

$$\tau = \frac{M\bar{C}_V}{4\pi R^2 \sigma} \int_{Te_0}^{Te_i} \frac{d\tau}{T^4 - T_0^4} . \tag{8.10}$$

τ est le temps mis par la planète pour se refroidir depuis la température initiale Te, jusqu'à la température actuelle Teo. Comme Tei $\gg$ Teo, le choix exact de Tei n'a pas d'importance pour le calcul de l'intégrale, que l'on peut remplacer par

$$\tau = \frac{M\bar{C}_V}{4\pi R^2 \sigma} \int_{Te_0}^{\infty} \frac{dT}{T^4 - T_0^4} . \tag{8.11}$$

On obtient alors le résultat simple suivant :

$$\tau = MC_V/4L . \tag{8.12}$$

Pour que le modèle soit plausible, il faut que la valeur τ trouvée par le calcul soit de l'ordre de l'âge du système solaire, c'est-à-dire 5 10^9 ans.

Il n'est pas possible de calculer simplement l'énergie libérée par un processus de différenciation ; on peut toutefois montrer qu'elle peut être supérieure à l'énergie libérée par contraction homogène, de plusieurs ordres de grandeur.

Les résultats

Les modèles de structure interne sont surtout dus à Hubbard, McFarlane, Salpeter, Stevenson, Zharkov et Trubitsyn. Les caractéristiques de chaque planète sont brièvement décrites ci-après.

Jupiter

Les modèles rendant le mieux compte de l'ensemble des observations consistent en un noyau, de masse égale à environ dix fois la masse terrestre, formé d'un mélange de glace et de roche ; selon ces modèles, la pression à l'interface entre ce noyau et l'enveloppe extérieure y serait d'environ 40 Mbars et la température de l'ordre de 23 000 K (fig. 8-23). Ce noyau est entouré d'une enveloppe d'hydrogène et d'hélium enrichie en éléments lourds, dont la densité décroît à mesure que la distance au centre augmente. L'hydrogène y est sous forme métallique, c'est là que prend naissance le champ magnétique jovien. La transition entre l'hydrogène métallique et l'hydrogène moléculaire interviendrait à environ 0,85 rayon jovien. L'hydrogène serait donc essentiellement sous forme métallique dans Jupiter, ce qui expliquerait la très grande amplitude du champ magnétique.

Saturne

Les modèles de l'intérieur de Saturne présentent une structure comparable à celle de Jupiter, avec un noyau central constitué d'éléments lourds, entouré d'une

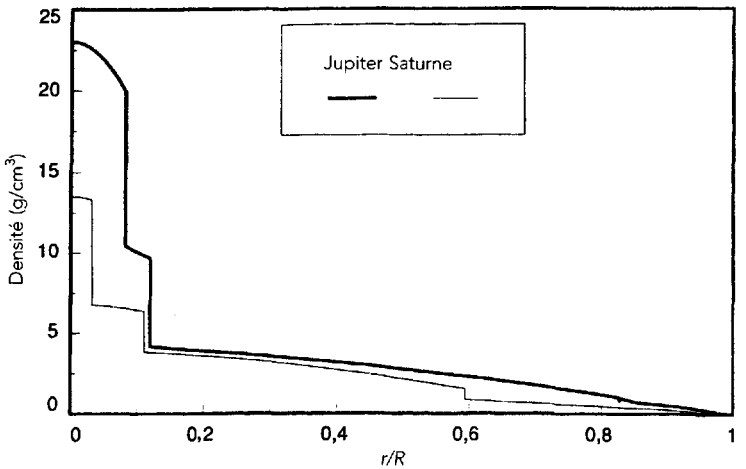


FIG. 8-23 – Modèles de structure interne de Jupiter (trait gras) et de Saturne (trait mince). La transition entre l'hydrogène métallique et moléculaire est responsable du petit changement de densité qui apparaît à $r/R = 0{,}6$ pour Saturne et 0,85 pour Jupiter. (D'après M. S. Marley, *Encyclopedia of the Solar System*, Academic Press, 1999.)

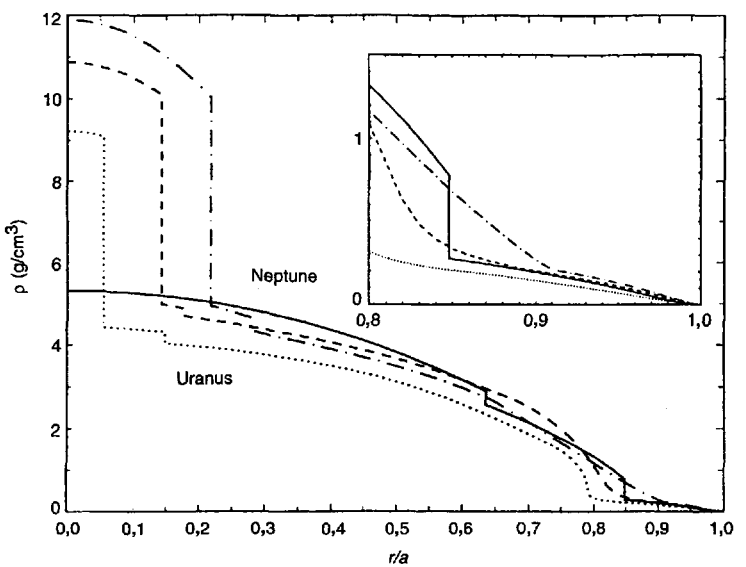


FIG. 8-24 – Modèles de structure interne pour Neptune (trois modèles possibles, incluant un modèle sans noyau central) et pour Uranus (un modèle). L'agrandissement montre la transition entre la région riche en hydrogène et le manteau de glace. (D'après M. S. Marley, *Encyclopedia of the Solar System*, Academic Press, 1999.)

enveloppe d'hydrogène et d'hélium. L'hydrogène doit y être également sous forme métallique, la transition entre hydrogène métallique et moléculaire intervenant à environ 0,6 rayon saturnien. La pression à l'interface noyau/enveloppe serait d'environ 13 Mbars et la température d'environ 12 000 K (voir fig. 8-23). Comme on l'a mentionné (8.2), la différenciation de l'hélium a dû intervenir à l'intérieur de Saturne, de manière plus efficace que dans Jupiter puisque sa température est moins élevée (voir fig. 8-13). On peut donc s'attendre à un enrichissement en hélium dans les couches profondes de l'hydrogène moléculaire, mais cet effet n'est pas mesurable actuellement.

Uranus et Neptune

Compte tenu des masses et des diamètres très voisins d'Uranus et de Neptune, on pourrait penser que les deux planètes ont des structures internes similaires. Ce ne peut pourtant pas être le cas puisque leurs densités sont différentes, Neptune étant sensiblement plus dense. La différence de structure a été confirmée par les mesures de moments gravitationnels obtenues pour les deux planètes par la sonde *Voyager 2*. Les deux planètes possèdent la même quantité d'éléments lourds, mais ceux-ci sont plus concentrés vers le centre dans le cas d'Uranus que dans celui de Neptune (voir fig. 8-24). Le noyau central, formé de glaces et de roches, doit être plus gros dans Neptune que dans Uranus, mais sa taille exacte est peu contrainte par les modèles ; la pression au centre serait d'environ 6 Mbars et la température de 3 000 K. Ce noyau est entouré d'une couche de glaces (ou d'un mélange glaces/gaz) qui s'étend jusqu'à environ 0,8-0,85 de rayon planétaire ; elle est elle-même entourée d'une enveloppe extérieure d'hydrogène moléculaire.

Dans les modèles de structure interne d'Uranus et de Neptune, l'hydrogène est toujours sous forme moléculaire. Quelle peut être alors l'origine des champs magnétiques observés sur Uranus et sur Neptune ? Le champ pourrait prendre naissance dans la partie centrale, très chaude et riche en glaces, dans laquelle les molécules seraient fortement ionisées et dissociées, et qui serait ainsi électriquement conductrice.

8.4 Champ magnétique et magnétosphère des planètes géantes

Le champ magnétique interne des planètes géantes a été identifié de manière certaine grâce aux mesures des sondes *Pioneer* et *Voyager* dans le cas de Jupiter et Saturne, et à celle de *Voyager 2* pour Uranus et Neptune. Dans le cas de Jupiter, des informations complémentaires proviennent également des propriétés des émissions radio aurorales basses fréquences (c'est également le cas dans une certaine mesure pour Saturne), des observations décimétriques du rayonnement synchrotron produit par les ceintures de radiations, et de la morphologie des aurores UV et IR.

La description d'un champ magnétique planétaire se fonde sur l'expression du champ comme gradient d'un potentiel scalaire :

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\Psi \tag{8.13}$$

Ce potentiel s'exprime comme la somme des contributions des courants internes (S_i^n) et des sources externes (S_e^n : courants de magnétopause, disque de courant équatorial magnétosphérique...) :

$$\Psi = R_p \sum_{n=1\to\infty} (r/R_p)^n S_e^n + (R_p/r)^{n+1} S_i^n \tag{8.14}$$

avec r le rayon vecteur et R_P le rayon planétaire moyen. Chacune de ces contributions est un développement au degré n en fonction des coordonnées polaires (θ, ϕ) :

$$S_i^n = \sum_{m=0\to n} P_n^m(\cos\theta)\left[g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi\right]$$

et

$$S_e^n = \sum_{m=0\to n} P_n^m(\cos\theta)\left[G_n^m \cos m\phi + H_n^m \sin m\phi\right] \tag{8.15}$$

Les $P_n^m(\cos\theta)$ sont les fonctions orthogonales de Legendre (avec normalisation de Schmidt) et les g_n^m, h_n^m, G_n^m, H_n^m sont les coefficients de Schmidt internes et externes. Cette représentation du champ magnétique est valide dans la région comprise entre les sources internes et externes, supposée ne pas contenir de courants. En présence de courants « incontournables » (comme le disque équatorial magnétosphérique), on a utilisé avec succès un modèle explicite les décrivant à la place de l'expansion d'un potentiel externe. On se limitera donc ci-après à la discussion des coefficients du potentiel interne, g_n^m et h_n^m, et d'un disque de courant équatorial dans les cas de Jupiter et Saturne. Le degré n = 1 correspond au dipôle, n = 2 au quadripôle, n = 3 à l'octopôle, et ainsi de suite...

La modélisation d'un champ magnétique planétaire consiste à déterminer les coefficients g_n^m et h_n^m de ce modèle qui fournissent le meilleur ajustement aux mesures réalisées dans l'environnement planétaire (principalement par les magnétomètres vectoriels embarqués). Comme ces mesures ne sont pas distribuées sur une surface fermée englobant les sources, et qu'elles sont inévitablement entachées d'incertitudes, la solution n'est en général pas unique et les modèles magnétiques sont améliorés au fur et à mesure de la disponibilité de nouvelles contraintes observationnelles. Les coefficients du champ terrestre interne sont connus jusqu'à un degré élevé (n = 10, soit 120 coefficients). Le tableau 8-7 donne les coefficients g_n^m et h_n^m des modèles des champs internes de la Terre et des quatre planètes géantes jusqu'au degré n = 3.

8.4.1 Le champ magnétique de Jupiter

L'origine du champ magnétique jovien est attribuée, comme c'est le cas pour la Terre, à un effet de dynamo prenant naissance dans la partie centrale, fluide et

Tableau 8-7
Coefficients de Schmidt internes des champs magnétiques planétaires (en Gauss), et paramètres du modèle dipolaire incliné et excentré équivalent (adapté de Ness, 1992.)

Planète	Terre	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
R_P (km)	6378	71372	60330	25600	24765
Modèle	IGRF 2000	O6	Z3	Q3	O8
g_1^0	− 0,29615	+ 4,24202	+ 0,21535	+ 0,11893	+ 0,09732
g_1^1	− 0,01728	− 0,65929	0	+ 0,11579	+ 0,03220
h_1^1	+ 0,05186	+ 0,24116	0	− 0,15685	− 0,09889
g_2^0	− 0,02267	− 0,02181	+ 0,01642	− 0,06030	+ 0,07448
g_2^1	+ 0,03072	− 0,71106	0	− 0,12587	+ 0,00664
h_2^1	− 0,02478	− 0,40304	0	+ 0,06116	+ 0,11230
g_2^2	+ 0,01672	+ 0,48714	0	+ 0,00196	+ 0,04499
h_2^2	− 0,00458	+ 0,07179	0	+ 0,04759	− 0,00070
g_3^0	+ 0,01341	+ 0,07565	+ 0,02743	0	− 0,06592
g_3^1	− 0,02290	− 0,15493	0	0	+ 0,04098
h_3^1	− 0,00227	− 0,38824	0	0	− 0,03669
g_3^2	+ 0,01253	+ 0,19775	0	0	− 0,03581
h_3^2	+ 0,00296	+ 0,34243	0	0	+ 0,01791
g_3^3	+ 0,00715	− 0,17958	0	0	+ 0,00484
h_3^3	− 0,00492	− 0,22439	0	0	− 0,00770
M^t dipolaire ($G \cdot R_P^3$)	0,305	4,26	0,215	0,228	0,142
Inclinaison ($\vec{B}/\vec{\Omega}$)	+ 11°	− 9,6°	− 0°	− 58,6°	− 46,9°
Offset centre dipôle / centre planète (R_P)	0,08	0,07	0,04	0,31	0,55

conductrice, de la planète. Nous avons vu (section 8.3) que les quatre planètes géantes sont très vraisemblablement dotées d'un noyau ; celui de Jupiter doit être entouré d'une couche fluide d'hydrogène métallique animée de mouvements convectifs, où des courants électriques pourraient prendre naissance. Cependant, il n'est pas exclu que l'effet dynamo puisse aussi se développer dans les couches plus extérieures, non métalliques, mais possédant néanmoins une certaine conductivité.

La découverte du champ magnétique de Jupiter remonte à 1955, date de la découverte d'un rayonnement radio très intense émis par Jupiter à 22,2 MHz ($\lambda = 13{,}5$ m). Ce rayonnement polarisé elliptiquement (qualifié de « décamétrique », ou DAM) a rapidement été interprété comme l'émission cyclotron d'électrons dans le champ magnétique de Jupiter (voir section 5.3.4), révélant du même coup l'existence de ce dernier et donnant l'ordre de grandeur de son intensité de

surface : une dizaine de Gauss. À partir de 1958, des observations à plus hautes fréquences ($\lambda = 3$, 4, 10,3, 21 et 68 cm) ont permis de détecter une émission radio se superposant à l'émission thermique de l'atmosphère. La polarisation linéaire de cette émission (qualifiée de « décimétrique », ou DIM), sa distribution spatiale autour de la planète (fig. 8-25) et son spectre (fig. 5-45) ont conduit à l'interpréter comme l'émission synchrotron d'électrons très énergétiques (plusieurs MeV à plusieurs dizaines de MeV), piégés dans des ceintures de radiations analogues aux ceintures de van Allen terrestres également découvertes en 1958. La distribution de la polarisation du DIM indiquait que le champ magnétique jovien a une structure approximativement dipolaire, avec une inclinaison d'environ 10° par rapport à l'axe de rotation. La fréquence maximale du DAM ($\approx$ 40 MHz) indiquait un champ maximal de $\approx$ 14 Gauss à la surface de la planète (soit plus de 20 fois la valeur maximale du champ terrestre).

Les mesures *in situ* des magnétomètres des sondes *Pioneer 10* et *11* et *Voyager 1* et *2* ont permis de caractériser plus précisément ce champ (et ses asymétries). Il a d'abord été décrit par un dipôle magnétique dont l'axe est incliné d'environ 10,8° par rapport à l'axe de rotation de la planète vers la longitude jovienne 201° ; de plus, son centre se trouve décalé par rapport au centre de la planète d'environ un dixième de rayon jovien selon une direction perpendiculaire à l'axe de rotation. Cette asymétrie explique les valeurs différentes du champ magnétique aux pôles : 14,8 Gauss au pôle nord, 11,8 Gauss au pôle sud. À l'équateur, le champ de surface est d'environ 4,2 Gauss. Le nord magnétique est situé dans l'hémisphère nord rotationnel (contrairement au cas de la Terre). Ce modèle a été construit *via* l'ajustement des mesures magnétiques jusqu'au degré

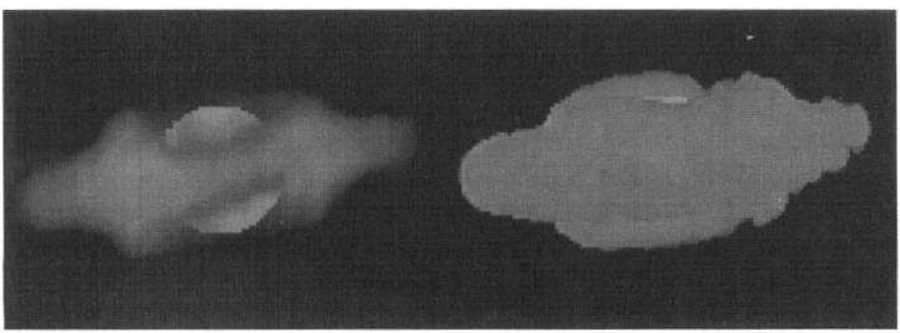


FIG. 8-25 – Images 3-D de la distribution spatiale du rayonnement radio synchrotron des ceintures de « radiations » de Jupiter, obtenues par tomographie radio. L'émission synchrotron étant étroitement reliée au champ magnétique planétaire, ces images révèlent le caractère multipolaire du champ jovien par la surface non plane de l'équateur magnétique. Le disque planétaire est visible en thermique, entouré par les sources de rayonnement synchrotron. Les deux images correspondent à des niveaux d'intensité différents mettant en évidence les régions internes de forte intensité à gauche et les régions externes de plus faible intensité à droite. (D'après R.J. Sault *et al.*, *Astron. Astrophys.*, 324, 1190-1196, 1997.)

n = 4, dont on n'a retenu comme significative que la partie dipolaire. Il a en conséquence été appelé « modèle D4 ». Mais les mesures magnétiques révélant des termes quadripolaires et octopolaires élevés, les modèles O4 et O6 ont été ensuite construits, résultant respectivement des troncatures octopolaires de l'ajustement des mesures par des développements au degré 4 et au degré 6. Le dipôle correspondant, d'intensité $4{,}26\ G \cdot R_J^{-3}$ est incliné de 9,6° vers la longitude jovienne 201°.

Le disque de courant équatorial de la magnétosphère jovienne, ou « magnétodisque », qui étire radialement les lignes de champ magnétique parallèlement à l'équateur (voir ci-après), a été modélisé de manière explicite par un anneau de courant de 5 R_J d'épaisseur, s'étendant entre 5 et 50 R_J dans le plan équatorial magnétique (fig. 8-26). La densité de courant azimutale y varie en 1/r, et le courant

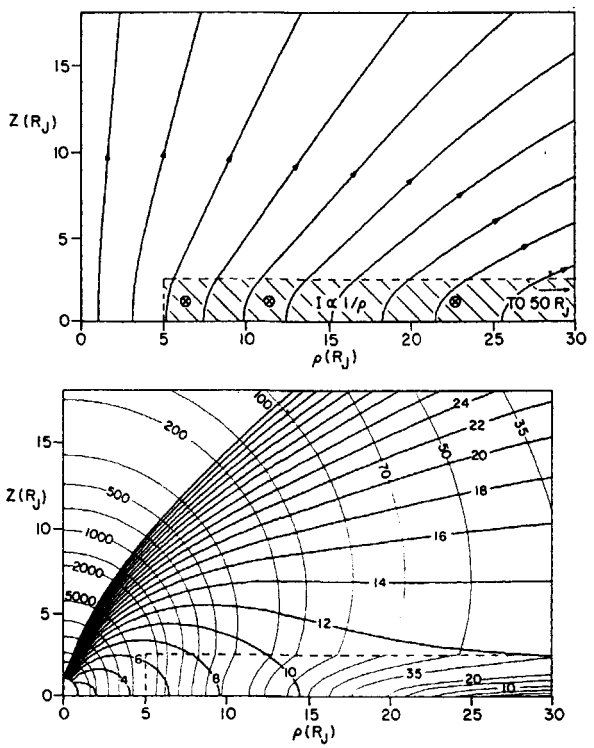


FIG. 8-26 – Disque de courant équatorial de la magnétosphère jovienne, déduit des mesures de *Pioneer 10* et *Voyager 1*. En haut : représentation dans un plan méridien des lignes de champ associées au disque seul. En bas : représentation dans un plan méridien des lignes de champ magnétosphérique (champ interne + disque – traits gras), et des isocontours du champ magnétique (en nanoteslas – trait minces). Les valeurs sur les lignes de champ représentent l'apex (en R_J) qu'aurait la ligne de champ en l'absence du disque. Ce dernier étire radialement les lignes de champ vers l'extérieur. (D'après M.H. Acuña *et al.*, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, A. J. Dessler Ed., Cambridge Univiversity Press, p. 1, 1983.)

total traversant un plan méridien est $\approx$ 300 MA. Un meilleur ajustement aux observations est obtenu en plaçant ce magnétodisque dans l'équateur centrifuge, situé entre l'équateur rotationnel et l'équateur magnétique, à 3,2° de ce dernier.

Comme on le verra en section 10.1.1, l'interaction électrodynamique entre Io et le champ magnétique jovien provoque des précipitations électroniques aux pieds du tube de force magnétique reliant ce satellite à l'ionosphère de Jupiter. Ces précipitations induisent des émissions UV et IR, dont le suivi fournit des contraintes sur la topologie du champ magnétique. Les observations IR menées depuis 1992 au télescope IRTF à Hawaii, associées aux mesures magnétiques *in situ*, ont conduit à construire un modèle « VIP4 » (Voyager-IR-Pioneer hexadécapolaire), meilleur que le modèle O6 à hautes latitudes. Cependant, d'autres observations, comme l'ovale auroral déformé révélé par les images à haute résolution du télescope spatial *Hubble* en UV et de *Galileo* dans le visible (fig. 8-27), ne sont pas totalement compatibles avec le modèle VIP4, ce qui suggère que d'autres améliorations sont encore requises.

Les mesures magnétiques accumulées entre 1973 et 2001 par les sondes *Pioneer*, *Voyager*, *Ulysse* et *Galileo* n'ont pas révélé de variation séculaire du champ magnétique jovien.

8.4.2 Structure de la magnétosphère jovienne

La découverte du champ magnétique de Jupiter a conduit à faire l'hypothèse de l'existence de sa magnétosphère, résultant de l'équilibre des pressions du

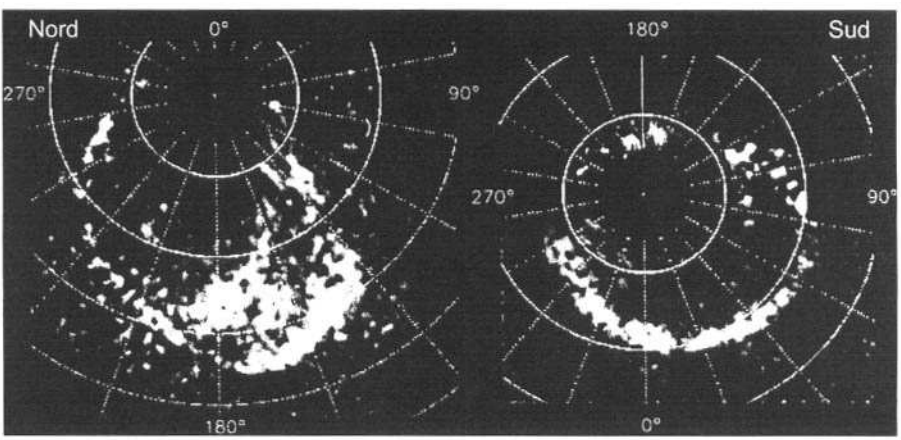


FIG. 8-27 – Projections composites des ovales auroraux nord et sud de Jupiter obtenus à partir d'observations UV par le télescope spatial Hubble entre 1994 et 1996. L'ovale nord est composé de multiples arcs imbriqués et bifurque brutalement vers la longitude 140°. Ces images fournissent des contraintes sévères pour les modèles de champ magnétique interne. (D'après L. Pallier et R. Prangé, *Planet. Space Sci.*, 49, 1159, 2001.)

champ magnétique planétaire et du vent solaire. En ce sens, c'est la première magnétosphère à avoir été découverte. Le terme de « magnétosphère » a d'ailleurs été créé à cette occasion par Thomas Gold en 1959.

Outre les mesures de *Pioneer* et *Voyager*, notre connaissance de cette magnétosphère repose sur les observations de la sonde *Ulysse*, en 1992, qui a exploré les latitudes jovigraphiques jusqu'à $\approx 40°$S, celles de *Galileo* en orbite depuis fin 1995, et celles de *Cassini* durant son survol fin 2000. *Ulysse* a notamment déterminé la position des radiosources aurorales et mis en évidence la forte compressibilité de la magnétosphère jovienne. *Galileo* en a étudié la dynamique et les variations temporelles. *Cassini* a effectué la première exploration de son secteur « soir » (en temps local). Ces observations spatiales *in situ* ont été complétées par des observations à partir du sol (télescopes optiques et IR, et radiotélescopes en décimétrique et décamétrique) ou de l'orbite terrestre (*HST* et *IUE* en UV, *Chandra* en rayons X), faisant appel à une instrumentation plus sophistiquée et autorisant des débits d'information plus élevés.

L'ionosphère – qui surplombe la stratosphère et tire son origine de l'ionisation de la haute atmosphère par le rayonnement UV solaire et les précipitations de particules énergétiques de la magnétosphère (voir section 5.2.2) – s'étend jusqu'à plus de 3 000 km au-dessus des nuages. L'analyse des occultations de *Voyager 2* donne un maximum de densité électronique de $3{,}5 \times 10^5$ cm^{-3} ($f_{pe} \approx 5{,}3$ MHz) à 1 600 km au-dessus du niveau 1 bar, et une décroissance exponentielle au-dessus de ce maximum avec une échelle de hauteur de 900 km. Sous le pic principal, les mesures de *Pioneer* ont révélé des couches basses de densité électronique élevée (jusqu'à 10^5 cm^{-3}), d'origine probablement météoritique et fortement absorbantes en radio (empêchant la détection en radio d'éclairs d'orages atmosphériques observés dans le visible).

La magnétosphère interne en deçà de ≈ 5 R_J, est caractérisée par un champ quasi dipolaire, une absence de courants, et la présence de ceintures de particules très énergétiques (> 1-10 MeV) piégées dans le champ magnétique de la planète, analogues aux ceintures de van Allen terrestres. Ces ceintures sont la source du rayonnement synchrotron DIM observé à partir du sol depuis 1958 (et décrit en détail plus bas). On montre que l'émission la plus intense doit provenir de l'équateur magnétique (fig. 8-25), et la cartographie des sources synchrotron fournit donc des contraintes aux modèles de champ, et ont en particulier montré que le modèle VIP4 est à améliorer. La première cartographie de la magnétosphère interne de Jupiter en atomes neutres énergétiques (ENA, voir section 3.3.2) a été obtenue à l'occasion de son survol par *Cassini* (expérience MIMI).

La magnétosphère moyenne s'étend de 5 à ≈ 50 R_J. Le champ y est fortement déformé par le disque de courant azimutal $\vec{J}_a$ décrit plus haut, dû à la dérive en sens opposé des électrons et des ions magnétosphériques, et résultant de la nécessité d'équilibrer l'accélération centripète du plasma due à la corotation par une force électromagnétique $\vec{J}_a \times \vec{B}$. Ce disque de courant produit au-dessus et au-dessous de lui un champ magnétique radial d'intensité de quelques dizaines de nT, variant en $r^{-3/2}$. Ce champ devient prépondérant par rapport à celui du dipôle

au-delà de $\approx 15\ R_j$, et étire radialement les lignes de champ. À l'intérieur du disque de courant, le champ magnétique, de faible intensité, est dirigé vers le sud. Ce disque n'est pas plan : quasi-équatorial (centrifuge) jusqu'à $\approx 30\ R_J$, il devient parallèle au flot du vent solaire au-delà de $35\ R_J$; de plus, il « ondule » dans la direction azimutale (comme la « jupe de ballerine » du vent solaire, voir section 5.1.1) car la perturbation périodique du champ magnétique associée à la rotation de l'équateur centrifuge avec la planète se propage vers l'extérieur à vitesse finie (la vitesse d'Alfvén : $V_A \approx 750$ km/s $\approx 40\ R_J$/h).

La magnétosphère externe diurne, dans les $\approx 15\ R_J$ en deçà de la magnétopause, possède une champ désordonné et variable de 5-15 nT (dirigé en moyenne vers le sud), auquel contribuent notablement les effets de bord du disque de courant de la magnétosphère moyenne. On y trouve des bulles de plasma plus froid et plus dense, probablement détachées du disque de courant. Si la pression du champ interne jovien seule équilibrait celle du vent solaire (P_{VS}), la magnétopause serait située à ≈ 40 Rj de la planète dans la direction solaire et sa position varierait en $P_{VS}^{1/6}$ (voir section 1.2.8). Sa position réelle est à 60-100 R_J, et elle varie en $P_{VS}^{1/4}$ ou $P_{VS}^{1/5}$, ce qui démontre une forte compressibilité.

Dans la direction antisolaire, *la queue magnétique* d'un diamètre de 300-400 R_J est formée de deux lobes (nord et sud) séparés par une couche de courant équatoriale (extension du magnétodisque) portant un courant dirigé de l'aube vers le crépuscule. Cette queue résulte, comme dans le cas de la Terre, de la reconnexion magnétique entre le champ magnétique interplanétaire et le champ jovien à la magnétopause, suivie de la convection et de l'étirement des lignes de classe 3 ainsi formées vers la queue, où elles se reconnectent à nouveau et se « redipolarisent » (voir section 5.3.3). Les lignes de champ semi-ouvertes sont convectées par le vent solaire au-dessus des pôles à quelques dizaines de km/s, et mettent donc plusieurs jours à parcourir 150-200 R_J à travers les lobes de la queue pour venir se refermer dans la couche de courant équatoriale. La longueur de la queue, égale à la distance parcourue par le vent solaire (à ≈ 400 km/s) en quelques jours, est de plusieurs unités astronomiques (voir fig. 8-28). Elle peut atteindre l'orbite de Saturne, et *Voyager 2* a effectivement observé des immersions de Saturne dans la queue magnétosphérique jovienne. Le flux magnétique dans chaque lobe ($\int_{lobe} \vec{B} \cdot d\vec{s} \approx 4 \times 10^{11}\ T \cdot m^2$) correspond à celui émergeant d'une calotte circumpolaire d'environ 10° dans l'ionosphère.

Enfin, les mesures *in situ* ont montré que les lignes du champ magnétique jovien ne sont pas contenues dans un plan méridien magnétique (contrairement à un dipôle), mais qu'elles sont « gauchies » par la présence de composantes azimutales orientées vers l'est ou vers l'ouest selon les régions considérées. L'existence de ces composantes $B\varphi \neq 0$ correspond à un transfert de forces magnétiques entre deux régions de plasma interconnectées par des lignes de champ magnétique :

– l'écoulement du vent solaire « déforme » les lignes de champ de haute latitude nord et sud par une courbure vers le secteur nuit (c'est-à-dire vers l'ouest côté aube et vers l'est côté crépuscule au nord, et inversement au sud)

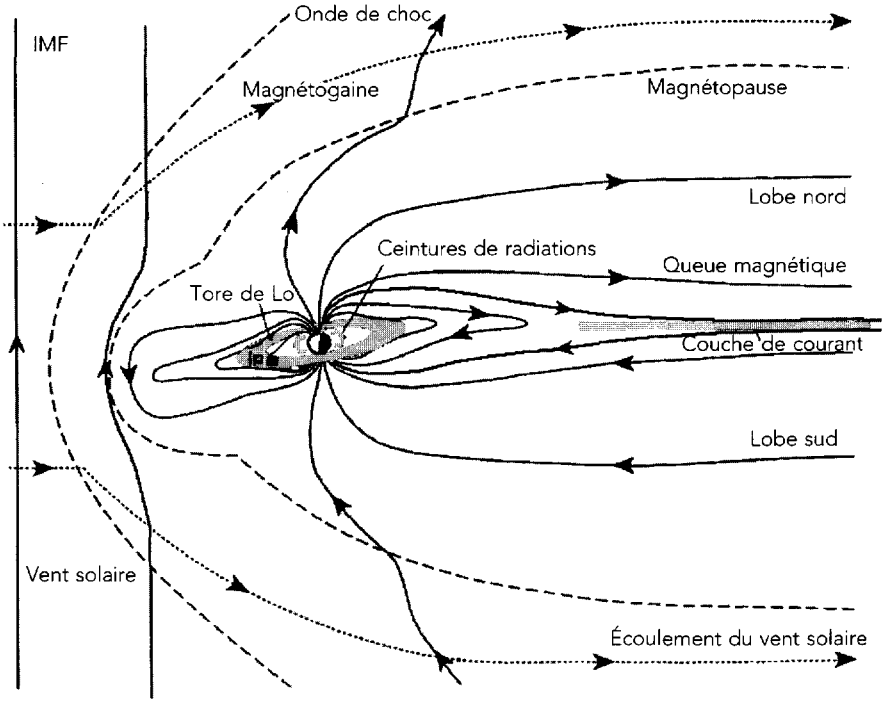


FIG. 8-28 – Schéma de la magnétosphère de Jupiter vue en coupe dans le plan méridien midi-minuit. Le Soleil est à gauche. Les lignes de champ magnétique sont en traits continus fléchés, tandis que le plasma s'écoule le long des lignes pointillées fléchées.

– la rotation combinée à l'inertie du plasma courbe les lignes de champ de basse latitude, reliées au magnétodisque, vers l'ouest au nord (vers l'est au sud).

Ces deux effets vont dans le même sens côté aube, tandis qu'ils sont opposés – et donc plus aisés à séparer (grâce aux observations d'*Ulysse* et de *Cassini*) – côté crépuscule. Le premier domine la magnétosphère externe, et le second la magnétosphère moyenne.

8.4.3 Dynamique de la magnétosphère jovienne

La densité de neutres étant très faible dans la magnétosphère, le plasma y est non collisionnel et donc très conducteur. Il en résulte le « gel » du plasma avec les lignes de champ magnétique qui le traversent. Le seul champ électrique présent provient du mouvement du plasma et s'exprime par l'équation 5.5 ($\vec{E} = -\vec{V} \times \vec{B}$), ce qui implique que les lignes de champ magnétiques sont aussi des équipotentielles électriques ($\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$).

Sources de plasma

Les sources d'ions lourds provenant des satellites galiléens dominent le plasma magnétosphérique jovien : le volcanisme de Io injecte plus d'une tonne de matière par seconde dans la magnétosphère (essentiellement du SO_2, ainsi que des poussières et des atomes de sodium), qui, après ionisation partielle par le rayonnement UV solaire et les collisions avec des particules énergétiques, produit $\approx 3 \times 10^{28}$ ions/s (S^+, O^+..., et bien sûr autant d'électrons). Le criblage de la glace d'eau superficielle d'Europe par les particules énergétiques magnétosphériques contribue pour ≈ 50 kg/s d'oxygène atomique ($\approx 2 \times 10^{27}$ ions/s). Les ions légers, quant à eux, sont alimentés de l'intérieur par l'ionosphère (H^+, H_2^+, H_3^+), et de l'extérieur par le vent solaire (essentiellement H^+ et He^{++}), au rythme de quelques dizaines de kg/s ($\approx 10^{28}$ ions/s).

La matière éjectée par Io à $R = 5{,}9\ R_J$ possède une vitesse orbitale képlérienne $V_K = 18$ km/s. Sitôt créés, les ions S^+ et O^+ deviennent solidaires du champ magnétique et sont emportés par la rotation à $|\vec{\Omega} \times \vec{R}| = 74$ km/s (phénomène de « pick-up »). Ils alimentent un tore de plasma d'environ 1 R_j d'épaisseur autour de l'orbite de Io (*cf.* 10.1.1). L'énergie de giration des ions nouvellement injectés autour du champ magnétique local correspond également à un gain de $\delta V_{Io} = |\vec{\Omega} \times \vec{R} - \vec{V}_K| = 56$ km/s, soit 250 à 500 eV (ces ions gagnent donc au total ≈ 2 fois l'énergie de corotation). Ce gain n'est que de $\approx 0{,}02$ eV pour les électrons, et les collisions coulombiennes vont donc transférer une partie de l'énergie des ions vers les électrons.

Transport : convection et corotation

Les sources de quantité de mouvement du plasma magnétosphérique sont la convection induite par le vent solaire et la rotation du champ magnétique planétaire (voir section 5.3.3). Le champ électrique de convection, de direction aube → crépuscule, s'exprime :

$$\vec{E}_{conv} = -\eta \vec{V}_{vs} \times \vec{B} \tag{8.16}$$

où η caractérise l'efficacité de la reconnexion à la magnétopause ($\approx 0{,}1$ pour la Terre) et B est l'intensité du champ magnétique interplanétaire au niveau de Jupiter (≈ 1 nT), d'où $|\vec{E}_{conv}| \approx 4 \times 10^{-4}$ V/m. La différence de potentiel à travers la magnétopause due à la convection est donc $\Delta V_{conv} = |\vec{E}_{conv}| \times 2R_{MP} \approx 1$ MV avec $R_{MP} \approx 60\ R_J$.

Le champ électrique de corotation, dirigé radialement, s'exprime :

$$|\vec{E}_{corot}| = |-(\vec{\Omega} \times \vec{R}) \times \vec{B}| = \Omega R \times B_\circ / r^3 = \Omega B_\circ R_J / r^2 \tag{8.17}$$

avec $B_\circ$ l'intensité du champ jovien équatorial à 1 R_J (*cf.* équation 5.55), Ω la fréquence angulaire de rotation de Jupiter (de période 9 h 55,5 min), et $R = r \times R_J$. La différence de potentiel à travers la magnétopause due à la corotation est donc

$$\Delta V_{corot} = \int \vec{E}_{corot} \cdot d\vec{R} = \int_{1\to\infty} (\Omega B_o R_J / r^2)\, Rj\, dr = \Omega B_o R_j^2 \approx 400\ MV\,.$$

On peut estimer le rayon limite r_{lim} séparant les régions dominées par la convection ($r > r_{lim}$) ou par la corotation ($r < r_{lim}$) en résolvant l'égalité ($|\vec{E}_{conv}| = |\vec{E}_{corot}|$). En utilisant pour le champ magnétique interplanétaire l'approximation $B \approx B_o / r^3_{MP}$, on en déduit :

$$r_{lim}/r_{MP} = (\Omega\, R_J\, r_{MP}/\eta\, V_{vs})^{1/2} \qquad (8.18)$$

La région dominée par la corotation croît donc avec R_{MP} (donc avec l'intensité du champ planétaire) et avec la fréquence de rotation Ω. Pour Jupiter, on trouve $r_{lim}/r_{MP} > 1$, ce qui implique une magnétosphère largement dominée par la corotation (excepté les régions les plus externes et la queue).

La courbure qui déforme les lignes de champ de haute latitude vers le secteur nuit résulte des courants circulant à travers la couche de courant équatoriale de la queue (parallèlement à $\vec{E}_{conv}$) et se refermant à travers les lobes nord et sud. La composante B_φ du champ jovien due à la (co)rotation résulte de l'apparition d'un courant radial vers l'extérieur $\vec{J}_r$ (généralement très faible devant le courant azimutal du magnétodisque), qui se referme dans l'ionosphère *via* des courants alignés au champ magnétique (fig. 8-29). Près de l'équateur, le produit $\vec{J}_r \times \vec{B}$ avec $\vec{B}$ dirigé vers le sud correspond à une force accélérant le plasma magnétos-

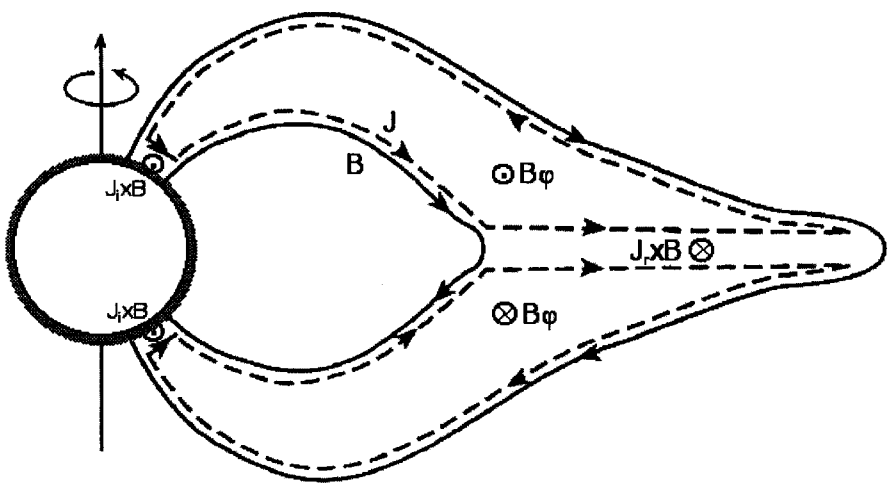


FIG. 8-29 – Schéma du transfert de moment angulaire entre l'ionosphère et la magnétosphère, *via* un circuit de courants (J, en tirets), partiellement aligné aux lignes de champ magnétique (B, en trait continu), aux extrémités duquel s'exerce une force J × B (avec J_i le courant ionosphérique, et J_r le courant magnétosphérique radial). La perturbation magnétique induite par ces courants, notée B_φ, gauchit les lignes de champ hors du plan méridien. (D'après S. Cowley, in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, P. Murdin Éd., IOP Publishing, 2001.)

phérique vers la corotation. La même force magnétique $\vec{J_i} \times \vec{B_i} = -\vec{J_r} \times \vec{B}$ ralentit le plasma ionosphérique à l'autre bout du circuit, qui continue à être entraîné par friction avec l'atmosphère neutre (où le champ et le plasma ne sont pas gelés du fait des collisions). Il y a donc transfert de quantité de mouvement de la rotation planétaire vers le plasma magnétosphérique, *via* les collisions ions-neutres dans l'ionosphère et la courbure des lignes de champ magnétique magnétosphérique.

Une condition pour la corotation peut être déduite d'une expression simplifiée de la loi d'Ohm décrivant le courant ionosphérique :

$$\overrightarrow{J_{\perp i}} = \sigma_{\perp i} (\vec{E_i} + \vec{V}_{\perp i} \times \vec{B_i}) \tag{8.19}$$

avec $\sigma_{\perp i}$ la conductivité ionosphérique (de Pedersen – *cf.* 5.2.2), $\overrightarrow{V_{\perp i}}$ la vitesse des ions et $\vec{E_i}$ et $\vec{B}$ les champs électrique et magnétique dans l'ionosphère. Dans la magnétosphère, le gel du plasma avec le champ magnétique implique $\overrightarrow{J_{\perp m}} \approx \vec{0}$, d'où :

$$\overrightarrow{E_m} = -\vec{V}_{\perp m} \times \vec{B_i} \tag{8.20}$$

(on se place ici juste au-dessus de l'ionosphère, d'où un même $\vec{B_i}$). Le fait que les lignes de champ magnétiques soient des équipotentielles électriques impose la projection du champ $\vec{E}$ le long de $\vec{B}$, d'où $\vec{E_i} = \overrightarrow{E_m}$. On en déduit :

$$\overrightarrow{J_{\perp i}}/\sigma_{\perp i} = \left(\vec{V}_{\perp i} - \vec{V}_{\perp m}\right) \times \vec{B_i} \tag{8.21}$$

Il y a corotation si $(\vec{J}_{\perp i}/\sigma_{\perp i})$ est très petit, en particulier si la conductivité ionosphérique est très grande, d'où $\vec{V}_{\perp i} \approx \vec{V}_{\perp m} \approx \vec{\Omega} \times \vec{R}$ (avec R la distance à l'axe de rotation).

Transport radial et écarts à la corotation

La force centrifuge (ainsi que le gradient de pression du plasma) dominant la gravitation, le plasma du tore de Io subit un transport radial rapide vers l'extérieur, jusqu'à la partie interne du magnétodisque, *via* l'échange de tubes de flux, les tubes plus lourds « tombant » vers l'extérieur et se vidant dans la magnétosphère externe (le détail des mécanismes en jeu est mal connu et, en pratique, on les décrit par un coefficient de diffusion radiale empirique). Une fraction du plasma est aussi entraînée vers l'extérieur par l'intermédiaire de « neutres rapides », particules neutres obtenues par échange de charge des ions rapides du tore avec des neutres atmosphériques, se propageant jusqu'à la magnétosphère externe ou la queue, puis re-ionisées par un deuxième échange de charge.

Le transport rapide du plasma vers l'extérieur est freiné par la friction ions-neutres au pied des lignes de champ dans l'ionosphère. D'une part, l'injection de plasma lent (képlérien) à 5,9 R_j ralentit le flot magnétosphérique à ≈ 5 % sous la corotation (phénomène de *mass-loading* associé au *pick-up*). Le plasma parcourt radialement $\approx 2\ R_j$ avant d'être ré-accéléré à la corotation par le couple fourni par les collisions ions-neutres dans l'ionosphère. D'autre part, le transport radial vers

l'extérieur requiert une augmentation de la quantité de mouvement du plasma pour rester en corotation à $\vec{V}_{\perp m} = \vec{\Omega} \times \vec{R}$, mais ce plasma est magnétiquement connecté à des latitudes de plus en plus élevées, donc à des régions ionosphériques de plus en plus petites et où la vitesse azimutale $\vec{\Omega} \times \vec{R}$ est plus faible. Dans les deux cas, la nécessité d'extraire du moment angulaire de rotation conduit à augmenter la force accélératrice $\vec{J}_{\perp i} \times \vec{B}_i$ et donc à augmenter $\vec{J}_{\perp i}$, jusqu'à ce que $\vec{J}_{\perp i}/\sigma_{\perp i}$ ne soit plus négligeable, entraînant $\vec{V}_{\perp i} \neq \vec{V}_{\perp im}$ (d'après l'équation 8.21). L'entraînement par l'ionosphère devient donc insuffisant et le plasma magnétosphérique acquiert un retard à la corotation, d'où un gauchissement du champ magnétique avec apparition d'une composante $B\varphi$. Ce phénomène se produit à partir de 20 R_J environ dans la magnétosphère jovienne (où $V_{\perp m} \approx 200$ km/s). Dans les deux cas également, des courants alignés au champ magnétique apparaissent dans le circuit magnétosphère-ionosphère, associés à des précipitations de particules énergétiques (électrons notamment) dans les régions aurorales.

La sonde *Galileo* a observé des événements récurrents à intervalle de quelques jours, interprétés comme des injections de plasma centrifuges, à partir du tore de Io vers le magnétodisque, associées à une augmentation de l'activité radio aurorale, donc à des précipitations de particules accrues. On assiste ensuite à un réamincissement du magnétodisque correspondant à une évacuation du plasma, probablement vers les régions externes. On ignore encore si ces événements sont locaux ou s'ils affectent globalement la magnétosphère, et si le vent solaire exerce une influence sur leur occurrence.

Plasma énergétique et processus d'accélération

Outre le plasma thermique et suprathermique que l'on vient de décrire, la magnétosphère jovienne contient une population raréfiée ($N \approx 10^{-2}$-10^{-3} cm^{-3}) d'ions H^+, S^{n+} et O^{n+}, et d'électrons beaucoup plus énergétiques. Leur énergie caractéristique croît de ≈ 10 keV dans la magnétosphère externe à ≈ 2 MeV à 7 R_J (une faible proportion ayant des énergies 10 à 100 fois plus élevées), tandis que leur densité atteint un maximum de ≈ 1 cm^{-3} dans le tore de Io. Densité et énergie décroissent ensuite rapidement en deçà de 5,9 R_J. Ce plasma forme la partie externe du disque de courant.

Sa composition révèle une origine essentiellement interne au système jovien (avec peut-être une faible contribution des rayons cosmiques solaires et galactiques), mais sa distribution traduit un transport radial vers l'intérieur à partir des régions externes. L'origine de cette diffusion radiale (lente) est à chercher dans des fluctuations aléatoires du champ électrique ambiant liées aux mouvements turbulents et aux vents dans la thermosphère, ainsi qu'à un gradient de pression vers l'intérieur, ou encore à une convection à grande échelle causée par des compressions de la magnétosphère sous l'effet du vent solaire (« orages » magnétosphériques). La densité d'énergie et la pression de ce plasma énergétique dominent en effet celles du plasma magnétosphérique (sauf dans les régions internes du tore). Cette pression est équivalente à celle du champ magnétique dans la

magnétosphère moyenne, ce qui explique le gonflement de son rayon à 60-100 R_J et sa forte compressibilité citée plus haut.

Les mécanismes de chauffage et d'accélération du plasma à des énergies très supérieures à celle de la corotation (au maximum $\approx$ 1 keV) sont mal connus. Lors du transport vers l'intérieur, le plasma rencontre un champ magnétique plus intense et les tubes de force magnétique sont comprimés. Ce transport lent qui peut être considéré comme adiabatique provoque un chauffage du plasma dû aux effets « bêtatron » et « Fermi » :

– le premier provient de la conservation adiabatique de la quantité $\mu = mv_\perp^2/2B$ (1er invariant = moment magnétique) qui cause une augmentation de la vitesse perpendiculaire $v_\perp^2 \propto B \propto R^{-3}$;

– le second provient de la conservation de la quantité $J = \int mv_\parallel dl$ (2^e invariant = intégrale de rebond), où l'intégration est effectuée le long d'une ligne de champ entre les deux points miroir magnétiques de la particule ; il cause une augmentation de la vitesse parallèle inversement proportionnelle à la longueur de la ligne de champ, soit $v_\parallel^2 \propto l^{-2} \propto R^{-2}$.

L'accélération perpendiculaire domine, et si une diffusion en angle d'attaque (angle v, B) des particules distribue le chauffage de manière isotrope, alors le gain total d'énergie est : $E \propto v^2 \propto R^{-8/3}$. Ces mécanismes adiabatiques permettent d'atteindre des énergies de quelques MeV par particule en quelques dizaines d'heures.

Certaines variantes dites « quasi adiabatiques » invoquent la diffusion en angle d'attaque pour faire « recirculer » le plasma à travers plusieurs phases de compression telles que mentionnés ci-avant, et permettent d'atteindre des énergies encore plus élevées. Ces processus sont probablement à l'origine des particules peuplant les ceintures de radiations de la magnétosphère interne.

Des processus non adiabatiques, beaucoup plus rapides, sont requis pour accélérer les particules de quelques keV à quelques dizaines de keV précipitant dans les zones aurorales. Ils ont été brièvement discutés ci-avant (rupture de corotation à $\leq 20\ R_J$) et en 5.3.4 (reconnexion magnétique et ondes de très basses fréquences portant des champs électriques transitoires parallèles au champ magnétique).

Interaction Io-Jupiter

L'interaction entre Io lui-même et le champ magnétique de Jupiter a été découverte en 1964, *via* la corrélation entre la probabilité d'apparition de sursauts radio décamétriques et la phase de Io par rapport à la direction observateur-Jupiter. Cette interaction se présente comme une dynamo capable d'extraire de l'énergie de corotation pour accélérer du plasma vers l'ionosphère de Jupiter. Deux modèles de cette interaction ont été proposés :

– le premier (« inducteur unipolaire ») considère que le champ électrique de corotation dans le référentiel de Io ($E_{corot} \approx \delta V_{Io} \times B \approx 0{,}1$ V/m) est court-circuité par l'ionosphère de ce satellite en y induisant un courant qui se referme dans l'ionosphère de Jupiter *via* des courants alignés au champ magnétique ;

– le second (« ailes d'Alfvén ») considère l'ionosphère de Io comme un obstacle quasi impénétrable pour les lignes de champ magnétique jovien incidentes, qui s'empilent donc en amont tandis que les pieds de ces lignes de champ, ancrées dans l'ionosphère, restent en corotation ; le champ magnétique est étiré et déformé avec apparition d'une composante $B\varphi$, puis diffuse à travers l'obstacle (ou le contourne) et rattrape finalement son retard à la corotation ; la perturbation du champ jovien induite par Io se propage vers Jupiter le long du champ magnétique sous forme d'une onde d'Alfvén ; dans le référentiel lié à Io, l'enveloppe de la perturbation magnétique résulte de la composition de la vitesse d'Alfvén $V_A = B/(\rho\mu_o)^{1/2}$ avec la vitesse de rotation des lignes de champ magnétique par rapport à Io (56 km/s à l'équateur), et forme deux « ailes d'Alfvén » nord et sud inclinées vers l'aval, dans la direction du flot de plasma magnétosphérique (fig. 8-30).

Le premier modèle correspond à une conductivité infinie de l'obstacle, le second à une conductivité finie. La réalité (conductivité très élevée mais finie), très complexe, correspond probablement à une interaction hybride entre ces deux modèles idéaux. Dans les deux cas, des courants apparaissent dans l'environnement de Io, associés à une force $\vec{J} \times \vec{B}$ ralentissent le flot en amont de l'obstacle, et le ré-accélèrent en aval. Comme ce flot est subsonique et subalfvénique, il n'y a pas formation d'un choc en amont de l'obstacle.

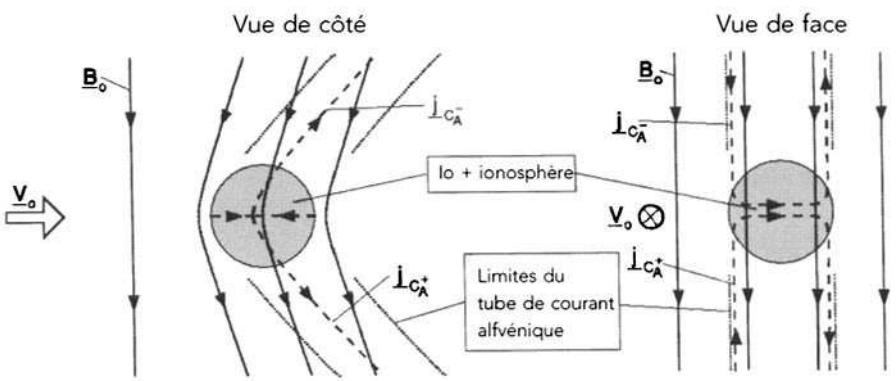


FIG. 8-30 – Modèle des « ailes d'Alfvén » de Io. Dans la vue de gauche, Jupiter est à l'arrière-plan (derrière Io). Dans la vue de droite, on regarde dans la direction du flot de plasma magnétosphérique, avec Jupiter loin sur la gauche. Les lignes de champ magnétique sont en traits continus fléchés et les lignes de courants, en tirets. Les courants circulant dans l'ionosphère de Io se prolongent le long de la « caractéristique d'Alfvén » (dont l'inclinaison résulte de la combinaison de la vitesse du flot perpendiculaire à B, et de la vitesse des perturbations alfvéniques le long de B). Les tubes de courants alfvéniques, dont les frontières sont indiquées en pointillés, se referment loin de Io à travers le plasma magnétosphérique (ou dans l'ionosphère de Jupiter). (D'après J. Saur *et al.*, in *Jupiter*, F. Bagenal *et al.* Éds., Cambridge University Press, 2002.)

Le courant circulant entre Io et Jupiter a été estimé à $1 - 3 \times 10^6$ A à partir des mesures magnétiques de *Voyager*. Associé à la différence de potentiel totale à travers Io ($\Delta V = 2R_{Io} \times E_{corot} \approx 400$ kV), il implique une puissance dissipée dans le circuit $\approx 5\text{-}10 \times 10^{11}$ W par hémisphère, notamment sous la forme de précipitations d'électrons énergétiques vers l'ionosphère de Jupiter (les ondes d'Alfvén, par exemple, possèdent des champs électriques parallèles au champ magnétique sous-jacent susceptibles d'accélérer des électrons jusqu'à quelques dizaines de keV).

Les émissions électromagnétiques produites par ces précipitations ont été détectées sous forme de taches UV et IR au voisinage des pieds du tube de force magnétique perturbé par Io, à $\approx 65°$ de latitude nord et sud (10° de moins que l'ovale auroral principal). Les brillances IR et UV correspondent à des puissances émises de $3\text{-}5 \times 10^{10}$ W, et requièrent des précipitations de quelque 10^{11} W. Ces précipitations intenses concentrées sur une surface de $\approx 5 \times 10^4$ km^2, soit ≈ 10 W/m^2 ou 20 % du flux solaire incident, produisent de violentes perturbations atmosphériques locales. Au-dessus de ces taches, les électrons précipitants produisent des émissions radio cyclotron de puissance $\approx 10^{9\text{-}10}$ W, requérant là encore des précipitations de $\approx 10^{11\text{-}12}$ W d'électrons d'énergie 1 à 10 keV (voir section 5.3.4). La morphologie très particulière de ces émissions (en forme d'« arcs » dans le plan temps-fréquence) est attribuée à un effet géométrique combinant la topologie du champ jovien et l'anisotropie du rayonnement radio. Les taches UV et IR et les « arcs » radio associés sont parfois multiples ou prolongés par une traînée de plusieurs dizaines de degrés en longitude, phénomènes attribués au sillage de plasma dense en aval de Io (voir section 10.1.1) ou à des réflexions multiples d'ondes d'Alfvén entre le tore et l'ionosphère de Jupiter.

Les observations récentes du télescope spatial *Hubble* ont mis en évidence des taches UV aux pieds des tubes de force magnétique de Ganymède et d'Europe, tandis que celles de *Galileo* révèlent une modulation des émissions radio HOM et DAM par Ganymède et Callisto.

Émissions électromagnétiques aurorales

La haute atmosphère et l'ionosphère aurorales de Jupiter, outre leur fort couplage à la magnétosphère (voir plus haut), constituent un « écran de TV » sur lequel sont projetés les processus magnétosphériques *via* les précipitations qu'ils induisent le long des lignes de champ magnétique et les émissions électromagnétiques qui en résultent. Les divers processus d'accélération sporadiques discutés plus haut et en section 5.3.4 provoquent des précipitations électroniques (et ioniques) d'une fraction de keV à quelques dizaines de keV à haute latitude ($\geq 70°$), observées par *Galileo* dans les deux hémisphères entre ≈ 7 et ≈ 40 R_J. La puissance totale précipitée est estimée à $\approx 10^{14}$ W, soit 0,1 à 1 W/m^2 dans l'atmosphère aurorale. Les émissions résultantes représentent > 20 % de la puissance incidente et couvrent tout le spectre, des rayons X aux ondes radio basses fréquences.

L'émission aurorale en X mous (0,1 – 1 keV) observée uniquement dans le cas de Jupiter, notamment par le satellite *Chandra*, provient de la calotte polaire, très

à l'intérieur de l'ovale principal. La puissance émise, $\approx 10^{8\text{-}9}$ W, est attribuée à des précipitations de protons de $\approx$ 60 keV de puissance $\approx 10^{13}$ W qui constituent peut-être le courant de retour de l'ovale principal.

L'ovale auroral principal correspond aux pieds des lignes de champ d'apex situé à $\geq$ 20-25 R_J, c'est-à-dire à la frontière à partir de laquelle le plasma magnétosphérique n'est plus en corotation. Il est observé en UV, visible et IR. Les émissions UV et visibles sont dues à l'excitation collisionnelle directe des espèces atmosphériques par les précipitations. Les aurores UV sont principalement observées dans la raie Lyman-α de l'hydrogène atomique et les bandes de Lyman et de Werner de H_2, entre 120 et 170 nm (avec le satellite *International Ultraviolet Explorer* – IUE – et le télescope spatial *Hubble*). Les émissions IR sont dues au chauffage de la haute atmosphère par les courants (effet Joule), ainsi qu'à certaines transitions d'hydrocarbures (CH_4, C_2H_6, C_2H_2) et surtout de l'ion H_3^+. Cette dernière, à 3,4 μm, est détectée avec un fort contraste sur le disque assombri par l'absorption du CH_4 à plus basse altitude. H_3^+ résulte de la réaction ionosphérique rapide $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^{+*} + H$, après ionisation collisionnelle de H_2. H_3^{+*} est excité de façon vibrationnelle et se désexcite en émettant un photon IR. Les émissions UV et IR correspondent à une puissance totale émise $\approx 10^{13}$ W tandis que les aurores visibles, détectées par l'imageur de *Galileo*, sont 100 fois plus faibles.

Les émissions radio aurorales basses fréquences ont été traitées en détail en section 5.3.4. Pour Jupiter, elles couvrent les longueurs d'ondes kilométriques à décamétriques. Elles sont produites directement par les électrons de 1 à 10 keV précipitant à haute latitude le long des lignes de champ connectées aux aurores optiques. Ces distributions électroniques, hors équilibre, excitent un mécanisme maser naturel permettant la production d'intensités énormes (température équivalente $> 10^{18}$ K). Les sources instantanées apparaissent de petite taille et fluctuantes, comme dans le cas terrestre. On a montré que l'émission hectométrique provient également des lignes de champ connectées aux régions externes du tore de Io, vers 10 R_J. Des précipitations électroniques doivent donc également s'y produire. On les attribue à la diffusion en angle d'attaque d'électrons énergétiques diffusant radialement depuis la magnétosphère externe par les ondes de très basses fréquences observées dans le tore par plusieurs sondes spatiales. Les émissions radio aurorales joviennes, comme celles des autres planètes magnétisées, sont fortement anisotropes, polarisées (circulairement ou elliptiquement), sporadiques (sursauts de durée variable, de moins d'une seconde à quelques minutes). La puissance totale émise est $\geq 10^{10}$ W. Les épisodes (ou « orages ») d'émission durent de quelques minutes à quelques heures et sont synchrones avec la rotation de la planète. La rotation précise du champ magnétique (donc de l'intérieur) de Jupiter a d'ailleurs été mesurée à partir de longues séries d'observations du rayonnement décamétrique, et un système de repérage des longitudes, fixe par rapport aux couches internes de la planète, a été défini (système III, 1965.0).

Notons qu'on a découvert certains sursauts radio quasi périodiques, de période 40 minutes. Cette période, qui affecte aussi le flux des émissions X de la calotte, et diverses propriétés (spectre, injections) des particules énergétiques dans la

magnétosphère, pourrait être un mode propre des oscillations à très basse fréquence des lignes de champ dans la magnétosphère externe (voir aussi section 6.1.5).

L'influence du vent solaire s'exerce sur la plupart des émissions aurorales, dont les variations d'intensité apparaissent assez bien corrélées à celles de la pression dynamique du vent solaire, et dans une moindre mesure de sa densité et du champ magnétique interplanétaire. Des observations simultanées de *Galileo* et *Cassini*, fin 2000, suggèrent même que les impacts sur la magnétosphère jovienne de chocs interplanétaires convectés par le vent solaire provoquent des intensifications de l'activité aurorale (HOM, KOM, UV). Pourtant, la théorie prédit que la brillance de l'ovale auroral principal devrait être anticorrélée (avec un retard de quelques heures) à la pression dynamique du vent solaire, car une décroissance de cette pression induit un gonflement de la magnétosphère, donc un transport radial vers l'extérieur accru, et par conséquent une intensification des courants alignés à la frontière de la zone de corotation. La ré-analyse de l'ensemble des observations disponibles, et peut-être de nouvelles observations systématiques, sera nécessaire pour résoudre ce paradoxe.

Ceintures de radiations et puits de plasma

Revenons à la magnétosphère interne et à l'émission synchrotron décimétrique de ses ceintures de particules très énergétiques (> MeV). La théorie du rayonnement synchrotron est bien connue : il s'agit de l'émission d'électrons d'énergie E en mouvement de giration dans un champ magnétique B, excitant toutes les harmoniques de la fréquence cyclotron jusqu'à un ordre très élevé (100-1 000) ; les effets de dispersion en énergie et en angle d'attaque (θ) élargissent ces raies qui se fondent en un spectre continu, dont la fréquence du pic est proportionnelle à $E^2 \times B \times \sin\theta$. C'est une émission non thermique mais incohérente (contrairement au DAM) dont la puissance totale, proportionnelle à $E^2 \times B^2 \times \sin\theta$, résulte simplement de la somme des intensités émises par chaque électron, d'où des températures de brillance de « seulement » 10^3 à 10^6 K (*cf.* équation 5.60 et fig. 5-45).

De nombreuses observations ont été effectuées depuis sa découverte en 1958, notamment des cartes 2-D et 3-D de la distribution spatiale du rayonnement entre $\lambda = 20$ cm et $\lambda = 90$ cm à partir d'interféromètres au sol (correspondant à E = 7-20 MeV ; fig. 8-25) et fin 2000 à l'aide de l'antenne de télémesure de la sonde *Cassini* à $\lambda = 2$ cm (E > 40 MeV). La source de l'émission est un toroïde encerclant la planète, dont le plan moyen fait un angle de 10° avec l'équateur et le grand diamètre $\approx$ 2 diamètres joviens. La polarisation émise est presque complètement linéaire, le vecteur champ électrique étant dans le plan de giration instantané de l'électron : à l'équateur, il est parallèle au plan central du toroïde. L'émission est essentiellement constante avec le temps, en dehors d'une oscillation liée à la rotation de la planète, et de l'intensification de quelques dizaines de pourcent apparue durant plusieurs semaines après la collision SL9-Jupiter (un des rares effets magnétosphériques, encore mal expliqué).

En se fondant sur des codes numériques développés pour la modélisation des ceintures de van Allen terrestres, une modélisation détaillée de tous les processus physiques affectant les ceintures de radiations joviennes a été récemment réalisée. Associée à un modèle d'émission synchrotron, elle permet de synthétiser des cartes radio comparables à celles observées (voir fig. 8-31). La source principale des particules énergétiques dans les ceintures est la diffusion radiale du plasma énergétique discutée plus haut, tandis que les processus de pertes incluent l'absorption par les satellites et les anneaux, et la diffusion angulaire pouvant mener à des précipitations dans l'atmosphère de moyenne latitude, ainsi que les pertes synchrotron elles-mêmes[1]. Les satellites apparaissent donc à la fois comme des sources et des puits de plasma magnétosphérique.

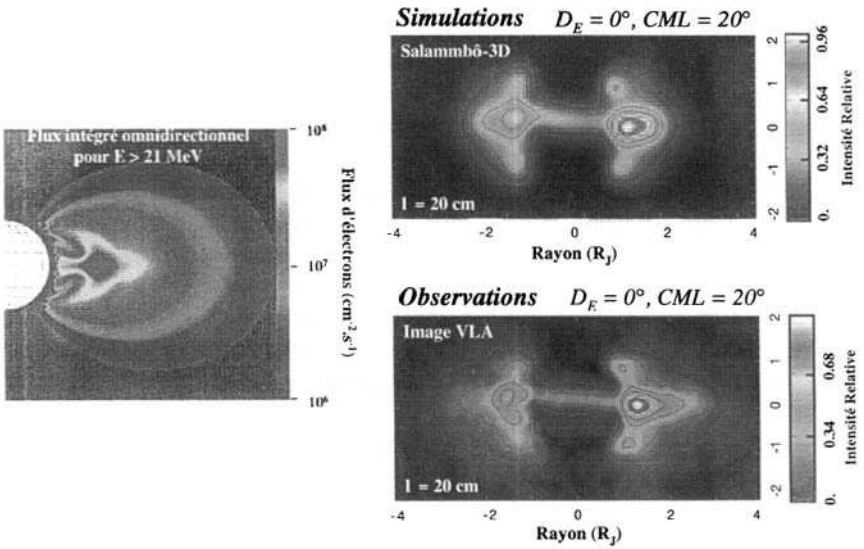


FIG. 8-31 – Modèle synthétique de l'émission radio décimétrique des ceintures de radiations de Jupiter, et comparaison aux observations. À gauche : flux d'électrons énergétiques (E > 21 MeV) dans les ceintures de radiations joviennes obtenu par le modèle numérique Salammbo-3D. Tous les processus physiques (diffusion radiale, interaction avec les anneaux de poussières et les satellites, pertes par rayonnement synchrotron) sont pris en compte. En haut à droite : carte synthétique prédite pour le rayonnement synchrotron de longueur d'onde 20 cm avec ces flux d'électrons, pour une longitude jovicentrique de 20°. En bas : carte du rayonnement synchrotron observé à 20 cm et 20° de longitude. L'accord avec les prédictions théoriques est excellent. (D'après D. Santos-Costa, thèse de doctorat, ENSAE, 2001.)

1. Un autre processus de perte est la formation de neutres énergétiques (« ENA », voir section 3.3.2) résultant d'une recombinaison ou d'un échange de charge entre une particule chargée énergétique et un neutre lent ambiant. L'ENA n'étant plus piégé par le champ magnétique, il quitte alors en ligne droite sa région source. Les premières images de la magnétosphère interne de Jupiter en ENA ont été obtenues lors de son survol par *Cassini* fin 2000.

8.4.4 Le champ magnétique et la magnétosphère de Saturne

Contrairement au cas de Jupiter, il n'avait pas été possible avant le survol par des sondes spatiales de démontrer l'existence d'un champ magnétique sur Saturne. Notre connaissance de ce champ et de la magnétosphère associée repose sur trois survols, par *Pioneer 11* en 1979, *Voyager 1* en 1980 et *Voyager 2* en 1981, complétés par des observations des aurores UV depuis l'orbite terrestre.

Les mesures *in situ* des trois sondes ont révélé un champ magnétique quasi aligné avec l'axe de rotation, équivalent à un dipôle très peu excentré, d'intensité de surface voisine du champ terrestre mais de sens inverse (voir tableau 8-7). Plusieurs modèles octopolaires ont été ajustés aux différents jeux de données : P11-84 (données de *Pioneer 11* seulement), Z3 (*Voyager 1* et *2* – tabulé en 8-7), et SPV (*Pioneer* et *Voyager*). Ces modèles, très voisins, ont tous la particularité de n'avoir comme seuls coefficients non nuls que g_1^0, g_2^0, et g_3^0. Ce sont donc des modèles axisymétriques (ou zonaux, d'où le nom de « Z3 »), très voisins d'un dipôle centré de moment $0{,}215\ G \cdot R_s^3$. On s'attend donc, contrairement au cas de Jupiter, à une faible modulation rotationnelle des processus magnétosphériques, par l'intermédiaire des termes multipolaires d'ordre élevé. Comme Jupiter, Saturne est entourée d'un anneau de courant équatorial d'épaisseur $\approx 5\ R_s$ s'étendant de ≈ 8 à $\approx 16\ R_s$. La densité de courant azimutale y varie en $2{,}9 \times 10^6/r\ (A/R_s)$, et le courant total intégré traversant un plan méridien est de $\approx 10^7$ A, correspondant à une contribution de ≈ 10 nT étirant radialement le champ magnétique près de l'équateur. La variation périodique de la fréquence maximale des émissions radio aurorales (SKR pour « Saturn Kilometric Radiation ») a permis de dériver un jeu possible de coefficients complémentaires non axisymétriques (g_n^1 et h_n^1) jusqu'au degré $n = 6$. Ce modèle, nommé « SPV-R » (« R » pour « Radio »), donne à la fois un bon ajustement aux mesures magnétiques et aux variations observées en radio. Il possède une « anomalie magnétique » vers 180° de longitude et 75-80° de latitude ($\delta B/B_{Z3} \approx +10\,\%$).

La magnétosphère de Saturne présente des similarités à la fois avec celles de la Terre et de Jupiter :

– les similarités avec la Terre incluent (voir tableau 1-7) : le champ équatorial de surface ($B_e = 0{,}215$ G), la taille relative de la magnétopause (16-22 R_s), le rôle modéré de la pression du plasma (la magnétopause serait à $\approx 14\ R_s$ sous l'effet de la seule pression du champ magnétique), une forte corrélation des processus magnétosphériques avec la pression du vent solaire ;

– les similarités avec Jupiter incluent notamment la rotation rapide (P = 10 h 39,4 min) induisant en principe une corotation dominante, et la structure générale de la magnétosphère.

Mais la magnétosphère de Saturne est aussi unique en raison de son couplage chimique et dynamique avec des sources de plasma exceptionnellement diverses :

– Titan, orbitant à 20 R_s, est une source d'ions H^+ et N^+ (voir section 9.4) ;

– le tore d'hydrogène neutre et d'azote (probablement échappés de Titan) qui domine la magnétosphère externe, ainsi que de grands nuages de gaz et de poussières en orbite ;
– les satellites glacés, dont les propriétés de surface sont modifiées par l'irradiation par des particules accélérées dans la magnétosphère ;
– les anneaux (ions de l'eau) ;
– l'ionosphère, de densité électronique maximale $N_e \approx 2 \times 10^4$ cm^{-3} aux limbes (mesurée par occultation du lien radio des sondes), $N_e > 10^5$ cm^{-3} côté jour et $N_e < 10^3$ cm^{-3} côté nuit ; ces dernières valeurs ont été déduites des fréquences de coupure (à la fréquence de plasma $f_{pe} \propto N_e^{1/2}$) de l'émission radio d'éclairs provenant d'un complexe orageux localisé dans la zone équatoriale de Saturne à l'époque des survols de *Voyager* (ces émissions radio avaient été qualifiés de « Décharges électrostatiques » avant leur identification comme éclairs d'orages).

Ces sources, qui restent beaucoup plus faibles que Io dans la magnétosphère jovienne, sont aussi pour la plupart des puits (absorption, diffusion...) pour le plasma magnétosphérique.

La structure magnétosphérique (et ionosphérique) a été assez bien étudiée à partir des mesures disponibles. Elle est généralement assez similaire à celle de la magnétosphère jovienne : dans la magnétosphère moyenne et externe, Titan et le tore de neutres maintiennent la densité de plasma entre 50 et 100 cm^{-3} et la température à $10^{6\text{-}7}$ K ; la vitesse azimutale du flot de plasma magnétosphérique près de Titan ($\approx$ 120 km/s) est nettement au-dessous de la vitesse de corotation (200 km/s), ce qui s'explique par l'injection de plasma par Titan (*mass-loading*, analogue à ce qui se passe près de l'orbite de Io) ; on a observé dans la magnétosphère externe, comme pour Jupiter, des bulles de plasma détachées du disque de courant ; enfin, la queue magnétique, de diamètre 80-100 Rs (voir fig. 8-32), s'étend probablement sur plusieurs unités astronomiques. Comme différence importante, on peut mentionner l'absence d'émission synchrotron décimétrique, résultant sans doute de l'action des anneaux et des satellites glacés qui « dépiègent » les particules énergétiques dans la magnétosphère interne.

La morphologie des aurores est plus simple que dans le cas de Jupiter, avec des sources apparemment fixes en temps local à haute latitude nord et sud. En UV, les observations d'IUE et du spectromètre UV des sondes *Voyager* ont permis de les représenter comme des ovales à $\pm$ 80° de latitude, de quelques degrés au plus de large, sujets à des précipitations d'électrons de 1 à 10 keV dont la puissance a été estimée à $\approx 2 \times 10^{11}$ W. En radio[2], la mission *Voyager* a découvert le rayonnement kilométrique de Saturne (SKR), auroral et non thermique, similaire à l'AKR terrestre. Ses caractéristiques et son origine sont décrites en section 5.3.4 et dans

2. Outre le SKR détecté par *Voyager* à plus d'une unité astronomique de distance, un autre rayonnement radio non thermique (dit « continuum basse fréquence »), piégé dans la cavité magnétosphérique, a été détecté *in situ* par les expériences « ondes » des sondes *Voyager*. Ce rayonnement existe aussi dans la magnétosphère de Jupiter.

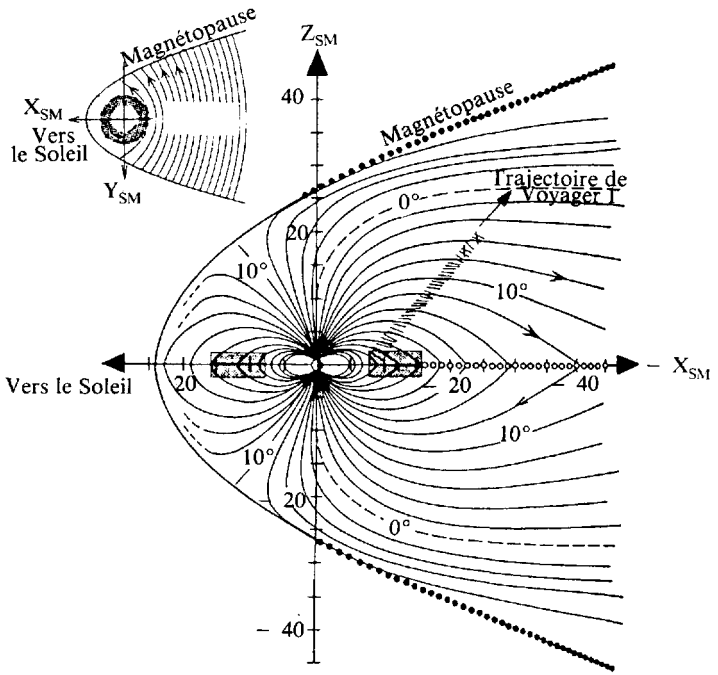


FIG. 8-32 – Champ magnétique de Saturne. (D'après A. Schardt *et al.*, *Saturn*, T. Gehrels Éd., Tucson, University of Arizona Press, © 1984.).

le tableau 5-1. La fréquence maximale de $\approx$ 1,2 MHz est évidemment limitée par la gyrofréquence maximale atteinte près de la planète. La structure relativement simple des régions aurorales de Saturne, essentiellement due à la symétrie axiale de la magnétosphère, a permis de réaliser une modélisation quantitative complète du spectre du SKR (fondée sur l'instabilité maser-cyclotron), qui indique qu'il est produit comme les aurores UV par des précipitations électroniques de 1-10 keV. Comme pour Jupiter et la Terre, les radiosources semblent avoir de petites dimensions instantanées, et fluctuer rapidement avec le temps. En moyenne, elles sont situées à une latitude de $\approx 80°$ vers midi (temps local), avec des extensions à $< 70°$ vers 9 h TL (et plus marginalement vers 19 h TL). Cette localisation radio, nécessairement déduite de manière indirecte (voir section 5.3.4), a été clairement confirmée par les premières images UV de *Hubble* (voir fig. 8-33). Le fait que les aurores UV et radio proviennent principalement de régions du secteur matin-midi connectées à la magnétosphère externe suggère que les précipitations électroniques qui en sont responsables pourraient être accélérées par des ondes de très basses fréquences excitées à la surface de la magnétopause diurne par une instabilité de Kelvin-Helmholtz (instabilité à la frontière de l'écoulement d'un fluide, ici le vent solaire comprimé de la magnétogaine).

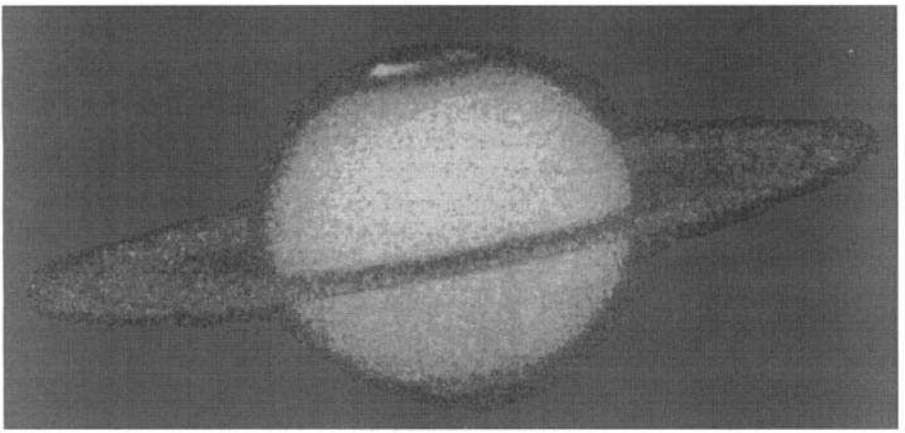


FIG. 8-33 – Observation UV des aurores de Saturne par le télescope spatial Hubble, révélant des taches brillantes dans le secteur « matin-midi ». (D'après J. T. Trauger *et al.*, *J. Geophys. Res.*, 103, 1998.)

Contrairement à sa structure, la dynamique et la variabilité de la magnétosphère de Saturne sont très mal connues. Par exemple, le SKR est modulé :

– à la rotation planétaire (10 h 39,4 min), par un processus inconnu, qui, bien que les sources soient fixes en temps local, « allume » et « éteint » l'émission radio à des phases particulières de chaque rotation ;

– à des échelles intermédiaires ($\approx$ 66 h) qui pourraient correspondre à une interaction électrodynamique de Dioné avec le champ magnétique de Saturne (analogue à l'interaction Io-Jupiter) ; mais une estimation du flux d'énergie incident sur l'obstacle Dioné montre qu'une influence de ce satellite sur les émissions aurorales serait beaucoup trop faible pour être détectable, sauf si la dimension effective de l'obstacle est très supérieure à celle du satellite (donc si Dioné est magnétisé ou possède une exosphère développée) ;

– par le vent solaire, avec un degré de corrélation très élevé malgré le fait que la corotation devrait dominer la magnétosphère.

En revanche, l'existence de sous-orages dans la magnétosphère de Saturne est incertaine.

Ces questions de dynamique seront abordées en détail par la sonde *Cassini*, qui effectuera une mission orbitale de 4 ans autour de Saturne à partir de mi-2004 (complétée par des observations à partir de l'orbite terrestre : *Hubble* – dont la sensibilité des récents instruments focaux commence à donner accès à la variabilité à court terme des aurores UV –, micro-satellites dédiés...).

8.4.5 Les champs magnétiques d'Uranus et de Neptune

Les deux dernières planètes géantes ont fait l'objet d'un unique survol, par la sonde *Voyager 2*, le 24 janvier 1986 pour Uranus et le 25 août 1989 pour Neptune. On soupçonnait que toutes deux possèdent un champ magnétique, mais pour des raisons différentes : pour Uranus, une émission UV avait été observée par IUE en 1982, qui pouvait être attribuée à des processus auroraux ; pour Neptune, c'est l'excès d'énergie interne observé qui suggérait l'existence d'une dynamo interne.

Les mesures des magnétomètres de *Voyager 2* ont confirmé ces soupçons, en révélant des champs magnétiques d'intensité comparable aux champs de la Terre ou de Saturne, mais de configurations inattendues : les dipôles équivalents sont très inclinés et très excentrés, de resp. – 59° et 0,31 R_U pour Uranus et – 47° et 0,55 R_N pour Neptune (voir tableau 8-7). Cette excentration révèle la contribution importante de termes multipolaires, et se traduit par un rapport $B_{max}/B_{min} \approx 10$ à la surface de ces planètes (contre 3 à 4 pour la Terre, Jupiter ou Saturne). On ignore si la dynamo interne à l'origine de ces champs est de nature similaire ou radicalement différente de celle des autres planètes. Les contraintes imposées par des mesures magnétiques le long d'une unique trajectoire de survol sont trop faibles pour bien contraindre les termes de degré élevé, et les meilleurs ajustements aux observations ont finalement été obtenus avec un modèle quadripolaire (Q3) pour Uranus, et un modèle octopolaire (O8) pour Neptune, dont les coefficients sont tabulés en 8-7.

Les magnétosphères résultant de telles configurations magnétiques sont extrêmement complexes. Leurs caractéristiques générales et leur circulation sont discutées plus haut en 5.3.3. Elles ont pour points communs : de très faibles densités de plasma magnétosphérique ; un anneau de courant peu intense ; une absence de ceintures de radiations (pas ou peu de piégeage de particules énergétiques) ; des zones aurorales à latitudes planétographiques moyennes ; et des « zoos » d'émissions radio très complexes car la raréfaction du plasma fait que la condition d'émission cyclotron $f_{pe}/f_{ce} \ll 1$ est satisfaite dans de nombreuses régions de la magnétosphère (alors qu'elle ne l'est généralement que dans les régions aurorales). C'est ce qui explique l'existence d'émissions radio (maser-)cyclotron intenses sur le mode X provenant des régions équatoriales d'Uranus et de Neptune, en plus de celles venant classiquement des hautes latitudes magnétiques.

Comme on l'a expliqué en section 5.3.3, la magnétosphère d'Uranus ressemble à une magnétosphère terrestre en précession autour de l'axe planète-Soleil à raison d'un tour en 17,24 heures. De ce fait, l'absorption du plasma et des particules énergétiques magnétosphériques par les satellites et les anneaux se fait selon une topologie très complexe, et la magnétosphère subit des variations saisonnières très importantes au long de l'année uranienne.

Par ailleurs, le spectromètre UV de *Voyager* a identifié la source de l'émission UV observée précédemment par IUE : il ne s'agit pas d'émissions aurorales, mais d'un halo d'hydrogène neutre qui s'étend jusqu'à $\approx 2\ R_U$ de la planète du côté

éclairé par le Soleil, et qui résulte d'une forte température exosphérique et de la présence d'hydrogène neutre dans la thermosphère.

La magnétosphère de Neptune, quant à elle, alterne d'une configuration « terrestre » à une configuration où le pôle est dirigé vers le Soleil, selon un cycle de 16,1 heures (voir fig. 5-44). Le satellite Triton orbitant à 14,6 R_N, injecte $\approx$ 200 g/s d'ions de l'azote et de l'hydrogène dans la magnétosphère, par l'intermédiaire d'un nuage neutre torique autour de son orbite, similaire à celui qui entoure l'orbite de Titan. On pense que ce plasma diffuse ensuite radialement vers l'intérieur en quelques jours, ce transport rapide empêchant l'accumulation de plasma dans la magnétosphère.

Aucune ré-exploration des systèmes d'Uranus et Neptune n'est prévue à ce jour.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Chapitre 9

Titan

TITAN, le plus gros satellite de Saturne, mérite une attention particulière, car il est le seul satellite du système solaire à avoir une atmosphère dense. Après Ganymède, Titan est le plus gros satellite du système solaire, nettement plus gros même que la planète Mercure.

C'est en 1908 que les premières observations visuelles de Titan par Comas Sola indiquèrent, du fait de l'existence d'un effet d'assombrissement centre-bord, la présence probable d'une atmosphère. En 1944, Kuiper identifia le méthane dans cette atmosphère, à partir de spectres dans l'infrarouge proche. À partir de 1970, Titan est devenu l'objet d'une campagne d'observation intensive depuis la Terre. Parallèlement, Lewis suggéra, en 1970, à partir de modèles thermochimiques, la présence possible d'azote dans l'atmosphère de Titan. Cependant, l'interprétation des spectres restait ambiguë. La surface de Titan ne peut être observée de l'extérieur, à cause de l'épaisse couche de nuages, de couleur brun orange, qui recouvre le disque. Si la pression au niveau des nuages pouvait être estimée à partir des mesures spectroscopiques, la plus grande incertitude, en revanche, régnait quant aux conditions physiques de la surface. C'est la mission *Voyager* qui a permis, en 1981, de définir ces paramètres, ainsi que la composition atmosphérique de Titan. En 2004, Titan fera l'objet d'une campagne d'observations intensives avec l'arrivée de la mission *Cassini*, lancée en octobre 1997. Une sonde, nommée *Huygens*, pénétrera dans l'atmosphère de Titan pour en étudier les paramètres physico-chimiques et pour déterminer ses propriétés de surface ; un orbiteur, en opération pour une durée d'au moins quatre ans, effectuera des observations continues de son atmosphère et de ses variations temporelles.

9.1 L'atmosphère neutre de Titan

9.1.1 Composition chimique de l'atmosphère

Outre le méthane, plusieurs molécules ont été détectées sur Titan avant le passage de *Voyager*, grâce à la spectroscopie infrarouge. C'est le cas de C_2H_6, CH_3D, et C_2H_2. À cette liste se sont ajoutées, à la suite des observations de la sonde *Voyager*, les molécules suivantes : N_2, constituant très largement majoritaire, observé dans l'ultraviolet (fig. 9-1) puis H_2, HCN, C_3H_8, C_2H_4, C_3H_4 (CH_3C_2H) C_4H_2, HC_3N, C_2N_2 et CO_2, ces constituants étant identifiés d'abord avec *Voyager* puis avec *ISO* (voir fig. 9-2). Les abondances relatives de ces gaz sont indiquées dans le tableau 9-1. De plus, à partir de la comparaison des résultats de *Voyager* obtenus dans l'infrarouge et dans le domaine radio, il a été possible de déterminer indirectement la présence de l'argon et son abondance relative. La masse moléculaire moyenne de l'atmosphère de Titan, déterminée par l'expérience d'occultation radio de *Voyager*, est de 28,6. Il faut donc postuler la présence d'un gaz plus lourd que l'azote ; l'argon semble être le seul gaz lourd dont la pression de vapeur saturante soit suffisante pour expliquer la valeur de la masse moléculaire mesurée. Le rapport Ar/N_2, serait alors compris entre 0 et 27 %. Après le passage de la sonde *Voyager*, CO a été observée depuis la Terre, puis H_2O à partir de *ISO*.

La question de l'origine de l'atmosphère de Titan soulève un problème intéressant, car elle touche aux mécanismes d'accrétion de la matière, à grandes dis-

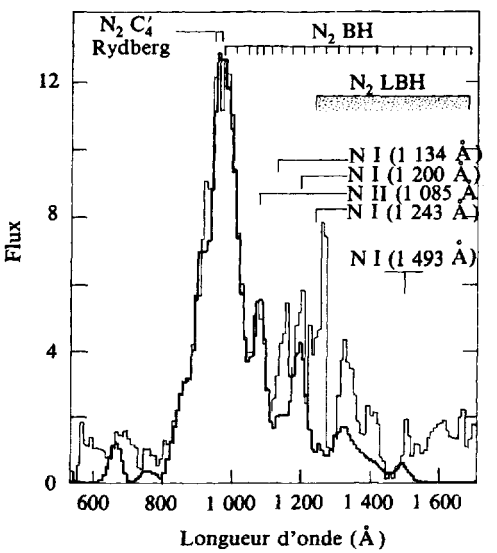


FIG. 9-1 – Émissions UV de Titan. (D'après D. Hunten *et al.*, *Saturn*, T. Gehrels Éd., *ibid.*)

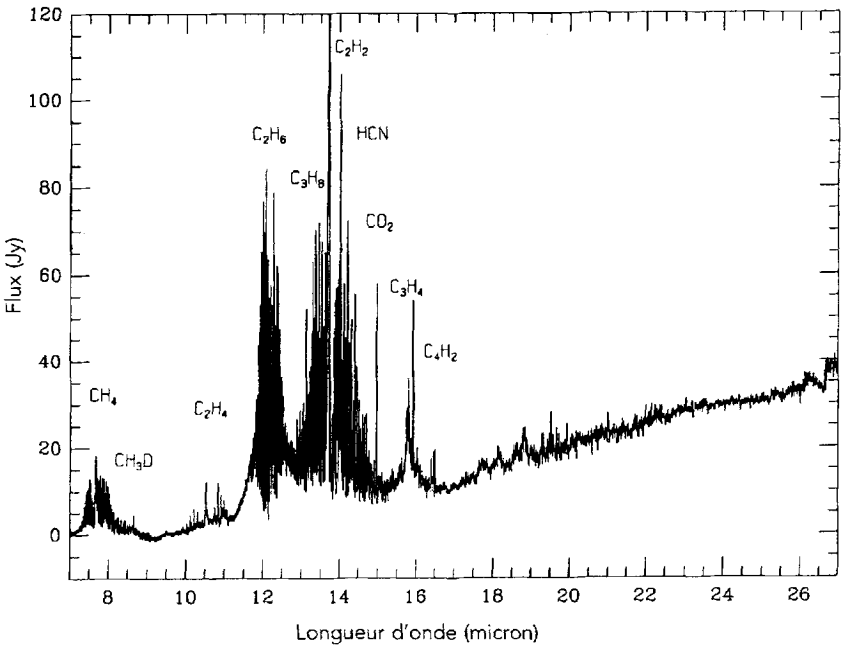


FIG. 9-2 – Le spectre de Titan observé avec le spectromètre SWS du satellite *ISO*. Le spectre montre les émissions stratosphériques du méthane et de ses produits de photodissociation, ainsi que celle de HCN, produit de dissociation de N_2. (D'après A. Coustenis *et al.*, ESA SP-419, 255, 1997.)

tances du Soleil, au début de l'évolution du système solaire. À très basse température, on s'attend que certaines molécules condensent sous forme de clathrates (voir section 9.3.2), de la forme (x, nH_2O). C'est le cas en particulier de CH_4 de N_2, de CO, de Ar. L'atmosphère de Titan est vraisemblablement dégazée du globe et des clathrates qui le composent. Cette hypothèse se trouve appuyée par la mesure de la densité du globe de Titan, remarquablement faible (1,9 g/cm^3), ce qui indique la présence d'une proportion importante de glace dans sa composition chimique.

Après le méthane, les quatre hydrocarbures les plus abondants sont, dans l'ordre, C_2H_6, C_3H_8, C_2H_2 et C_2H_4 ; l'abondance, mesurée au moment du survol de *Voyager*, semblait peu varier avec la latitude, sauf C_2H_4 qui augmentait à proximité du pôle. Tous ces produits sont susceptibles de condensation aux environs du minimum de température. Les autres constituants mineurs (C_3H_4, C_4H_2, HCN, HC_3N, C_2N_2) détectés par *Voyager* présentaient de fortes variations d'abondance avec la latitude, le maximum se situant vers le pôle nord. CO_2, en revanche, semblait distribué de manière uniforme en latitude. L'enrichissement en nitriles à proximité du pôle nord, au moment du survol des sondes *Voyager*, a été interprété

Tableau 9-1
Composition atmosphérique de Titan.

Constituant		Fraction molaire		
Constituants majoritaires				
Azote	N_2		0,98	
Argon	Ar		0	
Méthane	CH_4		0,018	
Hydrogène	H_2		0,002	
		Équateur ≈ 6 mbar	*Pôle Nord* ≈ 0,1 mbar	≈ 1,5 mbar
Hydrocarbures				
Acétylène	C_2H_2	$2{,}2 \times 10^{-6}$	$4{,}7 \times 10^{-6}$	$2{,}3 \times 10^{-6}$
Éthylène	C_2H_4	$9{,}0 \times 10^{-8}$		3×10^{-6}
Éthane	C_2H_6	$1{,}3 \times 10^{-5}$	$1{,}5 \times 10^{-5}$	$1{,}0 \times 10^{-5}$
Méthylacétylène	C_3H_4	$4{,}4 \times 10^{-9}$	$6{,}2 \times 10^{-8}$	$2{,}0 \times 10^{-8}$
Propane	C_3H_8	$7{,}0 \times 10^{-7}$		$5{,}0 \times 10^{-7}$
Diacétylène	C_4H_2	$1{,}4 \times 10^{-9}$	$4{,}2 \times 10^{-8}$	$2{,}7 \times 10^{-8}$
Méthane monodeutéré	CH_3D	$1{,}1 \times 10^{-5}$		
Nitriles				
Acide cyanhydrique	HCN	$1{,}6 \times 10^{-7}$	$2{,}3 \times 10^{-6}$	4×10^{-7}
Cyanoacétylène	HC_3N	$\leq 1{,}5 \times 10^{-9}$	$2{,}5 \times 10^{-7}$	$8{,}4 \times 10^{-8}$
Cyanogène	C_2N_2	$\leq 1{,}5 \times 10^{-9}$	$1{,}6 \times 10^{-8}$	$5{,}5 \times 10^{-9}$
Constituants oxygénés				
Dioxyde de carbone	CO_2	$1{,}4 \times 10^{-8}$	$\leq 7 \times 10^{-9}$	
Monoxyde de carbone	CO		6×10^{-5}	
			$\leq 4 \times 10^{-6}$	
Eau	H_2O	1×10^{-9}	1×10^{-9}	

(D'après A. Coustenis *et al.*, *Icarus*, 102, 240, 1993.)

comme un effet saisonnier : lors du survol de *Voyager 1*, le pôle nord sortait juste de l'ombre, et les nitriles y étaient donc à l'abri de toute décomposition photochimique.

Une caractéristique particulière de l'atmosphère de Titan est son évolution permanente. Le méthane est en permanence photodissocié dans la stratosphère de Titan ; il doit être alimenté en permanence dans l'atmosphère. On pense que CH_4 est libéré par la surface, probablement en partie sous forme liquide ; une fraction du méthane doit revenir à l'océan sous forme de précipitation, tandis qu'une partie s'échappe vers l'extérieur. Celle-ci subit alors la photodissociation par le flux ultraviolet solaire, qui donne naissance aux divers hydrocarbures observés ; ces produits redescendent à des niveaux atmosphériques plus froids où ils se condensent pour venir retomber à la surface sous forme de précipitations.

Seuls l'éthane C_2H_6 et le propane C_3H_8 restent probablement à l'état liquide, mélangés à l'océan de méthane et d'azote.

En 1998, le satellite *ISO* a découvert des raies d'émission de l'eau dans la stratosphère de Titan. La présence de H_2O était suspectée, depuis la découverte de CO_2 par IRIS. Comme dans le cas des planètes géantes (voir chapitre 8), l'eau stratosphérique doit être d'origine externe. Elle provient soit d'un flux interplanétaire de micrométéorites, soit des satellites glacés de Saturne. Le flux d'oxygène correspondant est comparable à celui arrivant sur Saturne, de l'ordre de quelque 10^6 $cm^{-2}s^{-1}$. Il est possible d'expliquer les mesures d'abondance de CO et de CO_2 à partir de la source externe de H_2O, au moyen de modèles photochimiques.

9.1.2 Le rapport D/H dans l'atmosphère de Titan

Comme dans le cas des planètes géantes Uranus et Neptune, la valeur du rapport D/H dans Titan peut nous fournir des informations sur sa formation. Rappelons que le deutérium est enrichi, par rapport à son abondance protosolaire, dans les glaces du système solaire, suite à des réactions ions-molécules intervenant à basse température.

La mesure du rapport D/H dans Titan provient du rapport CH_3D/CH_4, et a été obtenue d'abord par des mesures spectroscopiques au sol dans l'infrarouge proche, puis par les mesures d'IRIS-*Voyager* dans le domaine thermique (8 μm) et enfin par le satellite *ISO* à la même longueur d'onde. Tous les résultats indiquent un enrichissement sensible par rapport à la valeur protosolaire, conformément au scénario privilégié pour la formation du satellite. La valeur la plus récente, celle de *ISO*, est de $7{,}5 \times 10^{-5}$ soit 3 fois la valeur protosolaire et la moitié de la valeur terrestre.

9.1.3 Structure thermique de l'atmosphère

C'est à partir de l'expérience de radio-occultation de *Voyager* qu'il a été possible de déterminer la structure thermique de la basse atmosphère. C'est elle en particulier qui a permis de fixer les conditions physiques de la surface ; une pression de 1,5 +/– 0,2 bar et une température de 94 K environ. Cependant, les profils de température déduits par cette méthode dépendent de la masse moléculaire moyenne choisie (dans le cas présent, m = 28). Ils sont significatifs entre la surface et le niveau de pression 10 mbar ; au-delà, l'imprécision liée au choix des conditions initiales devient trop grande. Une information complémentaire concernant la structure thermique est fournie par l'expérience de spectroscopie infrarouge IRIS. Le profil, déduit des deux expériences, est présenté sur la figure 9-3.

L'expérience IRIS a également permis d'étudier l'évolution de la structure thermique en fonction de la latitude. Au moment du survol de *Voyager*, cette structure était symétrique par rapport à l'équateur, les pôles étant plus froids que celui-ci d'environ 3 K. Les différences de température entre le jour et la nuit sont très faibles, de l'ordre de 1 K. Il faut toutefois noter une légère asymétrie

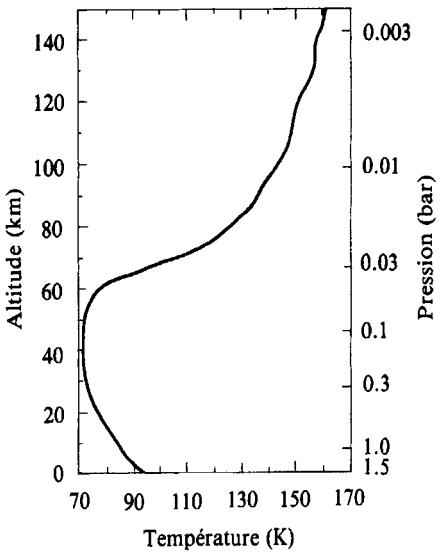


FIG. 9-3 – Structure thermique de Titan. (D'après R. Samuelson, *Icarus*, 53, 364, 1983.)

entre les deux hémisphères, l'hémisphère sud étant plus froid de 1 K. Cette différence est peut-être à rapprocher de l'asymétrie observée dans le visible, qui montre l'hémisphère sud légèrement plus brillant ; ces effets pourraient être dus à des nuages d'épaisseurs différentes dans les hémisphères nord et sud (voir fig. 9-4).

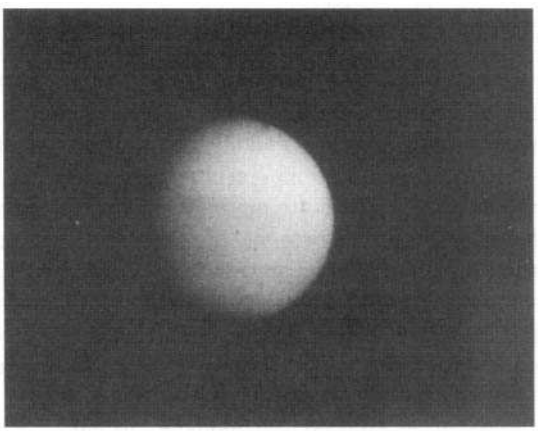


FIG. 9-4 – Image de Titan, photographié par *Voyager 1*. (B. Smith *et al.*, « Encounter with Saturn : *Voyager 1* Imaging Science Results », *Science*, vol. 212, 10 avril 1981, © 1981 by AAAS.)

Au niveau du sol, le gradient de température est égal au gradient adiabatique pour une atmosphère d'azote ; ensuite, il décroît pour s'annuler à la tropopause. Il semble bien que la structure thermique de Titan soit gouvernée par l'équilibre radiatif.

9.1.4 Aérosols et nuages

Les images de *Voyager* nous ont montré que Titan était recouvert d'une couche nuageuse, de couleur jaune orangé, opaque au rayonnement visible. De plus, les images prises par *Voyager* au bord de la planète ont montré la présence d'une couche de brume à une altitude d'environ 300 km.

Par ailleurs, nous avons vu que plusieurs hydrocarbures, produits de la photodissociation de méthane et détectés en phase gazeuse dans la stratosphère de Titan, étaient susceptibles de condenser au niveau de la tropopause. Un examen approfondi des spectres IRIS-*Voyager* a permis l'identification de C_4N_2 solide aux environs de 20 μm ; la présence de C_2H_6 solide est également plausible.

9.2 La haute atmosphère de Titan

9.2.1 Composition et structure de la haute atmosphère

C'est à partir de l'expérience UV de la sonde *Voyager* (UVS) que l'on a pu déterminer la structure de la haute atmosphère de Titan. L'observation par la sonde d'une occultation stellaire, mesurée à travers différents filtres ultraviolets correspondant aux énergies de dissociation et d'ionisation des différents constituants atmosphériques, a permis de déterminer les profils de distribution verticale de ceux-ci. En particulier, la courbe d'occultation a révélé la présence de plusieurs couches absorbantes dans la haute atmosphère, qui sont sans doute d'origine moléculaire. À partir des mesures, on a déterminé l'altitude de l'homopause (3 500 km) et la valeur du coefficient de diffusion turbulente, K, qui est de l'ordre de 10^8 cm^2s^1, nettement plus élevé que sur les planètes géantes. Dans la stratosphère inférieure, le coefficient K décroît jusqu'à 10^3 cm^2s^{-1}, ce qui confirme que l'atmosphère de Titan est bien stable au niveau de l'inversion de température. L'expérience d'occultation a montré que CH_4 et C_2H_2 étaient les deux absorbants principaux ; il faut donc compenser la perte de CH_4 par photolyse ; d'où le modèle évolutif décrit au paragraphe 9.1.1.

Un autre résultat remarquable obtenu par le spectromètre UVS est la limite supérieure déterminée pour les rapports Ne/N_2 et Ar/N_2 : 0,01 et 0,06 respectivement, à une altitude de 3 900 km. Toutefois, ce résultat n'est pas en contradiction avec les valeurs portées dans le tableau 9-1 concernant la composition atmosphérique de Titan ; en effet, en utilisant les modèles atmosphériques déduits de l'ensemble des mesures, les limites supérieures mesurées impliquent qu'à la surface, les rapports Ne/N_2, $^{40}Ar/N_2$ et $^{36}Ar/N_2$, doivent être inférieurs à 0,002,

0,6 et 0,3, respectivement. L'absence du néon se trouve donc bien confirmée, tandis que la présence de l'argon est très plausible. Reste à déterminer s'il s'agit d'argon 36 ou d'argon 40 : la réponse à cette question donnera la clef de son origine. Si l'argon est dégazé du globe de Titan, où il s'est trouvé piégé dès l'origine du système solaire, il doit être primitif et donc essentiellement sous forme de ^{36}Ar, avec une contribution de ^{38}Ar dans une proportion de 20 %, et l'argon 40 doit être absent. Rappelons que l'essentiel de ^{40}Ar dans l'atmosphère des planètes intérieures provient de la désintégration radioactive de ^{40}K.

9.2.2 L'interaction magnétosphérique

Nous avons déjà mentionné la découverte par *Voyager* d'émissions dues à l'azote dans l'ultraviolet (voir fig. 9.1). Outre la première mise en évidence directe de la présence de l'azote comme constituant atmosphérique principal, ce résultat a une autre conséquence importante. La présence de l'émission de N^+ à 108,5 nm, de même que celle des bandes de Rydberg de N, à 95,8 et 98,1 nm, ne peuvent pas s'expliquer par l'action des photoélectrons provenant du flux ultraviolet solaire. Ces émissions sont donc sans doute dues à la présence d'électrons énergétiques provenant du plasma magnétosphérique, qui dissocient les molécules N_2 et ionisent partiellement les atomes N qui en résultent. Plus généralement, on peut montrer que l'énergie nécessaire pour exciter l'ensemble du spectre ultraviolet de Titan entre 60 et 140 nm est environ cinq fois supérieure à l'énergie provenant du flux ultraviolet solaire. On peut estimer l'énergie reçue par l'atmosphère de Titan par l'interaction de celui-ci avec le plasma magnétosphérique ; celle-ci semble suffisante pour expliquer les émissions observées.

Une autre conséquence de l'impact des électrons résultant de cette interaction concerne l'échappement des atomes d'azote. On peut montrer que, dans la thermosphère de Titan, la température est suffisamment élevée pour permettre un échappement de H et de H_2, qui est à l'origine du tore d'hydrogène qui entoure l'orbite de Titan et s'étend considérablement dans l'espace : l'observation par *Voyager* de son émission Lyα a permis d'établir que ce tore s'étend de 8 à 25 rayons saturniens (l'orbite de Titan étant, quant à elle, située à 20 Rs). En revanche, c'est le bombardement électronique par le plasma magnétosphérique qui est à l'origine de la dissociation de N_2 et de l'échappement des atomes N qui vont eux aussi peupler le tore. Il y a également création d'ions N_2^+ qui jouent un rôle important dans la photochimie de Titan.

9.2.3 L'aéronomie de Titan et la formation de molécules complexes

La photochimie de Titan – à l'instar de celle des planètes géantes – a fait l'objet de nombreuses études. Celle de Titan présente un intérêt particulier car elle peut conduire à la formation de molécules complexes, créant ainsi un milieu éventuellement favorable à l'élaboration de composés prébiotiques.

La photochimie de Titan est basée, d'une part, sur la photochimie des hydrocarbures, provenant de la dissociation de CH_4, d'autre part, sur la dissociation de N_2. De plus, la source extérieure d'oxygène, présente comme sur les planètes géantes (voir 8.2.4), se manifeste par la présence de H_2O, CO_2 et CO, et joue également un rôle. La photochimie de CH_4 conduit à la formation, en quantité importante, des constituants suivants (voir fig. 9-5) : C_2H_4, C_2H_2, C_3H_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_2, tous observés, et en outre : CH_2, CH_3, C_2H, C_4H, C_6H_2, C_8H_2, qui aboutissent à la chaîne des polymères (polyacétylènes $C_{2n}H_2$). À partir de la dissociation de N_2 par les électrons énergétiques de la magnétosphère, on obtient l'ion N^+ qui dissocie à son tour CH_4 (voir fig. 9-6). On aboutit alors à HCN, C_2N_2, HC_3N, observés, puis aux polymères $(HCN)_n$, jusqu'à l'adénine, l'une des quatre bases qui interviennent dans la structure de la molécule d'ADN. La vie pourrait-elle se développer à la surface de Titan ? Les problèmes sont multiples (basse température, absence de milieu aqueux) mais la question est posée. Elle est suffisamment importante pour que de nombreuses études en laboratoire aient été développées pour tenter de simuler l'environnement actuel de Titan et analyser les molécules complexes qui se forment dans ces conditions.

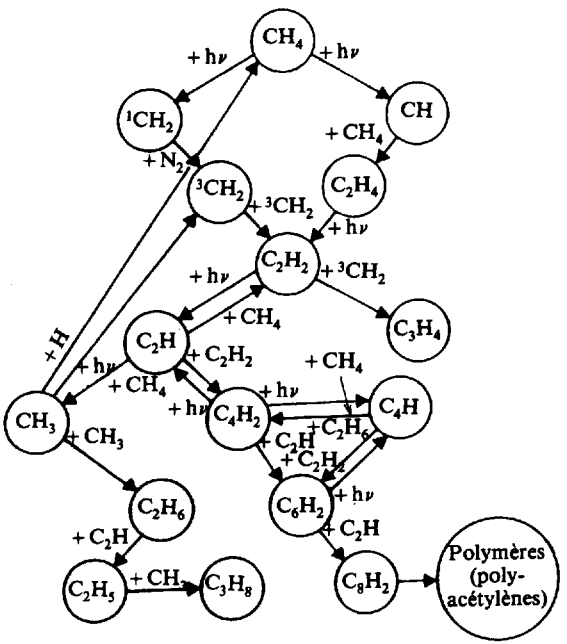


FIG. 9-5 – Photochimie de CH_4 dans l'atmosphère de Titan. (D'après D. Strobel, *Planetary and Space Science*, 30, 839, © 1982 Pergamon Journals Ltd.)

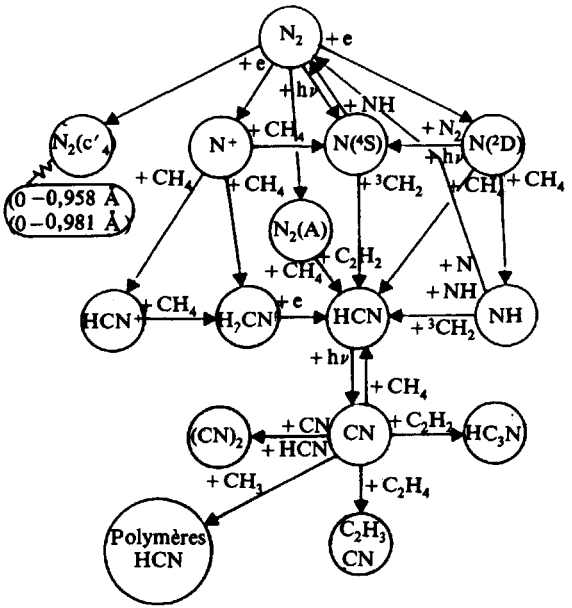


FIG. 9-6 – Photochimie de N_2 dans l'atmosphère de Titan. (D'après D. Strobel, *ibid.*)

9.3 La surface et l'intérieur de Titan

9.3.1 La surface de Titan

La surface de Titan n'est pas directement observable dans le visible puisqu'elle nous est cachée par la couche nuageuse qui recouvre uniformément la planète. Cependant, il existe dans le visible et l'infrarouge proche des « fenêtres » spectrales, entre les bandes d'absorption du méthane, où le rayonnement solaire pénètre jusqu'à la surface. Des images obtenues avec le *HST* dans les fenêtres visibles, et en infrarouge depuis le sol par optique adaptative, ont permis de mettre en évidence des structures morphologiques qui pourraient être dues à des reliefs (fig. 9-7).

La nature chimique du sol de Titan est encore l'objet de débats. La faible densité de Titan (1,88 g/cm^3) implique que le satellite, et *a fortiori* sa surface, soient essentiellement constitués de glace. La glace H_2O est le candidat le plus plausible. Le spectre de la surface, obtenu entre les bandes du méthane dans l'infrarouge proche, est compatible avec la présence de glace d'eau, peut-être mélangée à un autre composant.

Une autre question reste en suspens : la surface de Titan est-elle solide ou liquide ? Peu après les découvertes de *Voyager*, l'idée d'un océan global constitué de CH_4, de C_2H_6 et de N_2 s'était imposée, comme source nécessaire pour le

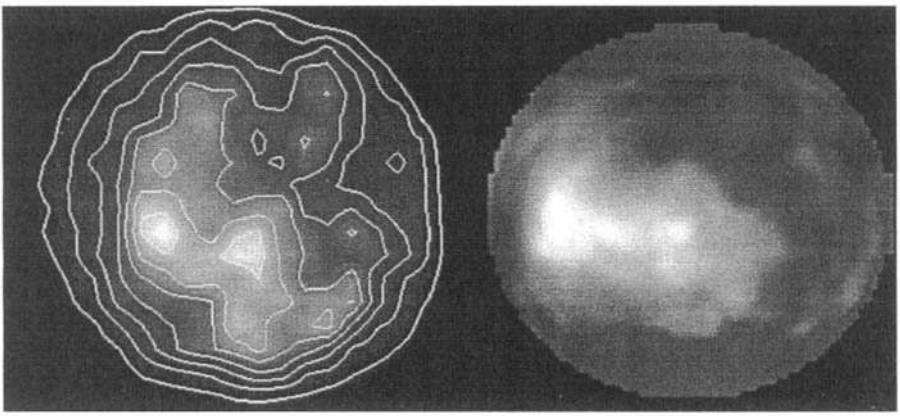


FIG. 9-7 – Images de la surface de Titan à 0,94 μm (à droite) et 2 μm (à gauche), faites respectivement avec le *HST* et le système d'optique adaptative ADONIS du télescope de 3,60 m de l'ESO (La Silla). Dans les deux cas, le rayonnement provient de la basse troposphère et de la surface de Titan. On voit apparaître la grande région brillante près de l'équateur sur l'hémisphère avant de Titan, composée de plusieurs structures, probablement d'origine surfacique. (D'après A. Coustenis *et al.*, Actes du 2e colloque de planétologie de l'INSU, CNRS, 1998.)

méthane et comme puits pour les produits de photodissociation. Cependant, les mesures radar réalisées en 1991 indiquèrent une réflectivité relativement élevée (entre 0,05 et 0,25), incompatible avec un océan global profond, pour lequel la réflectivité ne serait que de 0,02. Les mesures radar semblent indiquer une certaine variabilité de la réflectivité sur le disque ; cette inhomogénéité confirme l'existence de structures mises en évidence par les observations visibles et infrarouges. Il reste l'hypothèse d'une ou de plusieurs mers localisées. La réponse devrait être apportée en 2004 par la sonde *Cassini*.

9.3.2 L'intérieur de Titan

Les caractéristiques du globe solide de Titan sont intermédiaires entre celles de Ganymède et celles de Callisto (voir tableau 9-2). La fraction de glace de Titan doit être de l'ordre de 0,3 à 0,45, selon que les silicates sont hydratés ou non. Cependant, la similitude des conditions physiques n'implique pas que la composition des intérieurs des trois satellites soit identique. En effet, d'autres glaces, du type ($NH_3 \cdot H_2O$) ou ($CH_4 \cdot H_2O$), ont des densités très proches de celle de l'eau. De plus, Titan s'est formé à très basse température. Or, au-dessous de 100 K, des clathrates sont susceptibles d'apparaître. Un clathrate est un réseau cristallin – en l'occurrence, H_2O – contenant des interstices pouvant accueillir des molécules étrangères : CH_4, N_2, CO, A... On peut alors supposer que la composition actuelle de l'atmosphère de Titan soit définie par la nature des molécules qui ont été

Tableau 9-2
Comparaison de Callisto, Titan et Ganymède

	Callisto	Titan	Ganymède
Masse (10^{26} g)	1,075	1,345	1,482
Rayon (km)	2 410 (± 10)	2 575 (± 0,5)	2 638 (± 10)
Densité moyenne ($g \cdot cm^{-3}$)	1,83 (± 0,02)	1,881 (± 0,005)	1,93 (± 0,02)
Fraction de glace (en masse) (Silicates hydratés)	0,34	0,30	0,27
Fraction de glace (en masse) (Silicates anhydres)	0,475	0,45	0,42

Hypothèses : $\bar{\rho}$ glace = 1,2 $g \cdot cm^{-3}$
$\bar{\rho}$ (silicates hydratés) = 2,5 $g \cdot cm^{-3}$
$\bar{\rho}$ (silicates anhydre + fer) = 3,5 $g \cdot cm^{-3}$
(D'après D. Hunten *et al.*, *Saturn*, *ibid.*)

incorporées dans les clathrates. La théorie montre que l'atmosphère actuelle de Titan correspond à l'équilibre, à 200 K environ, pour un clathrate contenant des abondances comparables de N_2 et de CH_4. On peut imaginer que Titan soit passé par une phase à cette température, caractérisée par un océan d'eau et d'ammoniac surmonté d'une atmosphère riche en CH_4 et contenant un peu de N_2, produit peut-être par la photolyse de NH_3. À mesure que la température a diminué, il y a eu formation de clathrates, piégeant la plus grande partie du méthane et laissant, qualitativement, l'atmosphère observée de nos jours.

Bien des questions restent cependant sans réponse. L'existence d'un océan profond de méthane pur, en particulier, est difficilement explicable, car d'après le diagramme de phases de CH_4-N_2, il impliquerait la présence d'azote liquide en grandes quantités, dont l'origine est difficilement compréhensible. En revanche, l'océan de CH_4 pourrait être enrichi en éthane C_2H_6, ce qui modifierait le diagramme de phases et lèverait la difficulté. L'éthane proviendrait tout naturellement de la photolyse de CH_4. Notons d'ailleurs que le caractère permanent de cette photolyse semble bien indiquer que les clathrates contenant CH_4 ne cessent de se décomposer de manière continue, créant un flux permanent de CH_4 gazeux vers la haute atmosphère (voir sections 9.1.1 et 9.1.2).

Comme en témoignent son orbite quasi circulaire et sa faible inclinaison, Titan s'est très probablement formé dans la sub-nébuleuse proto-saturnienne. Les planétésimaux, formés de gaz, de glace et de roches, ont vu leur température augmenter jusqu'à la fusion à mesure que le champ de gravité du proto-Titan augmentait. On peut imaginer qu'après la phase d'accrétion, l'intérieur de Titan ait connu une phase de différenciation, avec au centre un noyau d'éléments lourds, entouré d'une couche de silicates, surmonté d'une couche de glace d'eau mais aussi de clathrates de NH_3 et de CH_4. C'est sans doute sur ce point que Titan se différencie des satellites galiléens, Ganymède et Callisto : la température plus

basse de son environnement permet la formation de tels clathrates, alors que seule la glace d'eau intervient au niveau de l'orbite de Jupiter. À titre d'exemple, un modèle d'intérieur de Titan est présenté en figure 9-8.

En conclusion, l'originalité de Titan, son unicité dans le système solaire, font de ce satellite l'un des objets les plus fascinants à explorer dans les années futures. De nombreuses questions fondamentales restent posées : d'où provient l'azote de l'atmosphère ? Quelle est la nature, solide ou liquide, de la surface ? Quels sont les mécanismes et les spécificités de la chimie organique atmosphérique ? Les planétologues espèrent que l'observation approfondie de Titan par la mission *Cassini*, en 2004, fournira des éléments de réponse aux nombreuses interrogations relatives aux mécanismes d'accrétion, de formation et d'évolution des corps solides à de grandes distances du Soleil.

9.4 L'interaction de Titan avec la magnétosphère de Saturne

L'orbite de Titan à ≈ 20 Rs le place dans la magnétosphère externe de Saturne, sauf quand celle-ci est fortement comprimée par le vent solaire, auquel cas Titan se retrouve dans le vent solaire. L'unique survol de *Voyager 1*, le 12 novembre 1980, a eu lieu quand Titan était dans la magnétosphère. *Voyager 1* est passé à 6 969 km du centre de Titan, près du centre de son sillage magnétosphérique. Les mesures magnétiques ont révélé une absence de champ interne, avec une limite supérieure de 7×10^5 G · km^3 sur le moment dipolaire et de 4 nT sur le champ de surface.

Le plasma magnétosphérique de Saturne à 20 Rs, en rotation à V $\approx$ 120 km/s, est essentiellement composé d'ions H^+ (avec une concentration ≈ 0.1 cm^{-3} et une

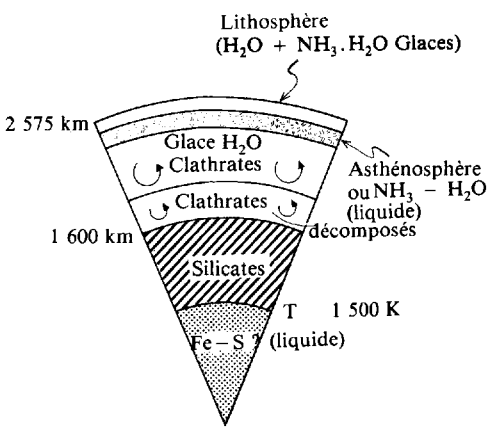


FIG. 9-8 – Modèle de l'intérieur de Titan. (D'après D. Hunter *et al.*, *ibid.*)

température $\approx$ 200 eV) et N^+ (≈ 0.2 cm^{-3} et 3 keV). L'interaction avec Titan est superalfvénique ($M_A = V/V_A = 1{,}9$) mais subsonique ($M_S = V/V_S = 0{,}57$). De ce fait, il n'y a pas formation d'un choc en amont du satellite. En amont de Titan par rapport au flot magnétosphérique, on trouve une couche de plasma dense (où N_e atteint 40 cm^{-3}) de $\approx$ 1 000 km d'épaisseur, bordée par une discontinuité similaire à une magnétopause. Elle est formée de tubes de flux magnétiques empilés sur l'obstacle et « alourdis » en plasma venant de Titan (*cf.* ci-après). En aval, dans le sillage magnétosphérique, la vitesse d'écoulement n'est que de quelques km/s, les températures ionique et électronique de quelques eV, et la densité (mesurée par l'intermédiaire d'ondes de plasma à $f \approx f_{pe}$) atteint 30 cm^{-3} sur les flancs et 10 cm^{-3} dans la lame neutre au centre du sillage. Ces régions de densité élevée limitées par des gradients raides produisent des occultations de l'émission radio aurorale de Saturne (SKR), observées entre $\approx$ 40 et 60 kHz. Les mesures de composition indiquent une masse moléculaire moyenne de 28 uma, correspondant à des ions N_2^+ ou H_2CN^+. Plus loin dans le sillage, on trouve des ions atomiques N^+, et finalement les ions H^+ deviennent l'espèce dominante. L'ensemble de ces mesures (densité, température, composition) indique que la gaine et le sillage de plasma de Titan sont issus de son ionosphère.

Cette ionosphère, créée par dissociation de CH_4 et N_2 puis photo-ionisation et impacts d'électrons magnétosphériques, possède un pic de densité $N_e \approx 2\,400$ cm^{-3} ($f_{pe} \approx 450$ kHz) à 1 200 km d'altitude. Elle s'étend très au-delà de l'exobase, située vers 1 600 km d'altitude, à partir de laquelle le plasma est entraîné par le flot magnétosphérique pour former les régions denses et froides mesurées par *Voyager*. Du fait de cet échappement important, l'interaction Titan-magnétosphère apparaît hybride entre les interactions comète-vent solaire et Vénus-vent solaire. Du premier type, elle emprunte l'alourdissement (*mass-loading*) et le ralentissement du flot magnétosphérique par les ions nouvellement créés. Au second type se rapporte l'empilement des lignes de champ magnétique magnétosphérique sur la barrière magnétique constituée par la pression ionosphérique. On estime que la pression maximale dans l'ionosphère de Titan ($\approx 10^{-10}$ Pa) est comparable à la pression totale (dynamique + magnétique + thermique) du flot magnétosphérique en amont, ce qui devrait aboutir à une ionopause épaisse, similaire au cas de Vénus en période de forte pression du vent solaire, ou encore au cas de Mars (voir section 5.3.2).

Le repliement des lignes de champ autour de l'obstacle induit une queue magnétique formée de deux lobes, nord ($\vec{B}$ vers Titan) et sud ($\vec{B}$ opposé à Titan), et d'une couche de courant équatoriale. Dans cette dernière, le courant est dirigé dans la direction radiale opposée à Saturne, et il se referme au nord et au sud par des courants portés par les flancs de la gaine de plasma. Cette gaine est asymétrique : son épaisseur est faible côté Saturne, et épaisse sur le flanc opposé. Cette asymétrie s'explique par la trajectoire des ions sous l'effet du champ de corotation, qui ramène les ions vers le sillage sur le flanc interne tandis qu'il les accélère vers l'extérieur sur le flanc externe. Le sillage est également incliné d'un angle d'aberration de $\approx 20°$ par rapport à la direction de corotation. Notons que les

rayons de Larmor ioniques ($\approx$ 5 800 km = 2 R_T pour N^+, et $\approx$ 400 km pour H^+) ne sont pas du tout négligeables devant la taille du sillage, ce qui interdit un traitement MHD au profit d'une étude cinétique des trajectoires des particules individuelles.

Des ondes électrostatiques de très basses fréquences ont été détectées dans le sillage par le spectromètre d'ondes de plasma de *Voyager*. Dans les flancs de la gaine, leur spectre est maximal au voisinage de la fréquence cyclotron locale ($f_{ce} < 1$ kHz). Ce bruit, très similaire à celui détecté dans la magnétogaine terrestre, et l'ionogaine de Vénus, est attribué à une instabilité excitée par l'interaction des ions (H^+) injectés avec le plasma en corotation. Dans la queue, au centre du sillage, un faible bruit de fréquence < 100 Hz (avec un spectre en f^{-2}), d'intensité maximale près de la frontière de la couche de plasma, rappelle le « bruit électrostatique à large bande » détecté dans la queue de la magnétosphère terrestre, pour lequel il n'existe pas actuellement de théorie satisfaisante. Ces diverses ondes sont les vecteurs des phénomènes de friction ions-électrons, de diffusion en angle d'attaque et de précipitation pour le plasma magnétosphérique par ailleurs non collisionnel. Enfin, aucune émission radio ne semble être induite par Titan *via* son interaction « alfvénique » (courants et ailes d'Alfvén similaires à l'interaction Io-Jupiter) avec le champ magnétique de Saturne.

La sonde *Cassini* effectuera entre 2004 et 2007 plus de trente-cinq survols de Titan, dont au moins six à moins de 1 000 km d'altitude, dans le sillage, en amont, et dans le tube de flux au nord et au sud de Titan. Avec une instrumentation embarquée beaucoup plus sophistiquée que celle de *Voyager*, elle devrait beaucoup améliorer notre compréhension de l'interaction Titan-Saturne.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Chapitre 10

Les corps dénués d'atmosphère dans le système solaire extérieur

AVEC L'APPARITION, au XVII^e siècle, des lunettes astronomiques, on a découvert que la Terre n'était pas la seule planète à posséder un satellite. C'est Galilée qui observa, dès 1610, les plus gros des satellites de Jupiter. Huygens, en 1655, découvrit le plus massif des satellites de Saturne, Titan. Progressivement, le monde des planètes extérieures se peupla de plus d'une dizaine de nouveaux satellites. Il a fallu attendre le XIX^e siècle pour que les lunes de Mars, Phobos et Deimos, soient pour la première fois observées. Toutefois, ce n'est que grâce aux explorations spatiales lointaines (*Pioneer*, *Voyager*) que de nombreux nouveaux satellites ont été découverts, et que l'on a déterminé leurs propriétés physiques essentielles. Ce qui frappe alors est l'étonnante diversité de cette famille de corps en orbite autour des planètes extérieures, du point de vue de l'état de surface, du degré d'activité, de la structure interne et de l'évolution. Toutefois, on peut établir quelques lois générales quant aux paramètres orbitaux et aux propriétés macroscopiques. Ainsi, presque tous les satellites présentent un mouvement de rotation synchrone, ce qui signifie que les périodes de révolution orbitale et de rotation sidérale sont égales : ils présentent toujours la même face à la planète autour de laquelle ils sont en orbite. Cela correspond à un état d'équilibre du mouvement de rotation sous l'effet du freinage dû aux forces de marées.

Notre connaissance des anneaux entourant les planètes extérieures a suivi une évolution encore plus lente. Après la découverte, au XVII^e siècle, des anneaux entourant Saturne, il a fallu attendre 1977 pour découvrir les anneaux d'Uranus. Ce sont ensuite les sondes *Voyager* qui ont mis en évidence, en 1979, un anneau autour de Jupiter ; la complexité du système des anneaux de Saturne a été révélée en 1981, puis en 1986, celle d'Uranus, et enfin, en 1989, celle de Neptune.

Les anneaux et les satellites associés à chacune des planètes extérieures constituent autant de systèmes s'apparentant au système solaire dans son ensemble. Ainsi étudie-t-on les satellites par référence constante aux processus

d'évolution ayant affecté les planètes intérieures, et la dynamique des anneaux en se référant à celle de la nébuleuse protosolaire.

10.1 Les satellites des planètes géantes

10.1.1 Les satellites de Jupiter

Les petits satellites

Quarante satellites de Jupiter sont actuellement connus (voir plus haut, tableau 1-2). La date de leur découverte indique qu'il existe nettement deux familles distinctes par leur taille, et donc par leurs propriétés. D'une part, les satellites découverts par Galilée ont un diamètre dépassant 3 000 km, c'est-à-dire similaire voire supérieur à celui de la Lune. Les autres satellites, dont il est question ici, sont des corps de très petites dimensions : seul Amalthée (voir fig. 10-1), découvert il y a un siècle, dépasse la centaine de kilomètres. Aussi la liste de ces satellites n'est-elle vraisemblablement pas close. De si petits blocs sont excessivement difficiles à mettre en évidence. Une caractéristique commune à tous ces objets est de posséder une masse trop faible pour acquérir une sphéricité sous l'effet des forces de gravitation : tous présentent une forme irrégulière.

Les petits satellites de Jupiter se regroupent en trois familles : les satellites internes, situés à l'intérieur de l'orbite de Io ; les satellites externes situés sur une orbite prograde, et, plus éloignés, les satellites externes rétrogrades.

Le premier groupe est constitué de quatre petits satellites d'orbite quasi circulaire et équatoriale : Métis, Adrastée, Amalthée et Thébé. Les deux premiers,

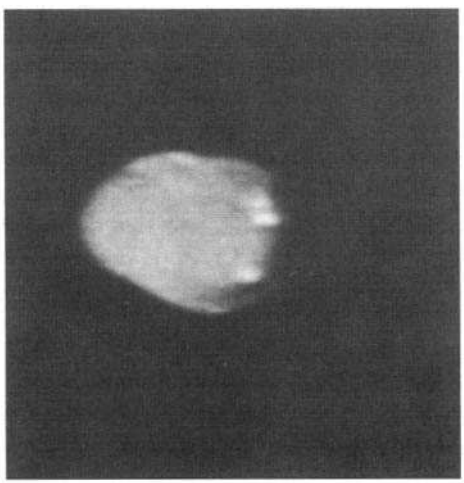


FIG. 10-1 – Amathée, observé par *Voyager 1* le 4 mars 1979, à une distance de 425 000 km. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

découverts par *Voyager 1*, sont très proches des anneaux de Jupiter et participent vraisemblablement à leur évolution. Plus loin, Amalthée, découvert par Barnard en 1892 et analysé en détail par *Voyager 1*, présente la particularité d'être très asymétrique (270 km dans sa plus grande dimension, 160 dans l'autre). Il pointe en permanence la même face vers Jupiter, son grand axe situé dans le plan orbital ; sa surface présente des cratères d'impact. La sonde *Galileo* a mesuré les dimensions, la forme et la couleur des quatre satellites intérieurs. La couleur rougeâtre de leur surface est vraisemblablement due à l'accrétion de matériau éjecté par Io, le plus proche des satellites galiléens. On peut s'attendre à ce que leur surface soit altérée par l'effet de l'irradiation des particules accélérées dans la magnétosphère de Jupiter, dans laquelle ils plongent en permanence.

Le groupe suivant comporte également quatre satellites : Elara, Lysithée, Himalia et Léda. Ils se déplacent sur des orbites de demi-grand axe compris entre onze et douze millions de kilomètres, soit 150 à 170 rayons joviens. Leur inclinaison est forte, et leur mouvement est prograde. Enfin, les quatre satellites les plus extérieurs, Sinope, Pasiphaé, Carme et Ananké, ont des orbites de demi-grand axe supérieur à vingt millions de kilomètres (près de 300 rayons joviens) et de grande inclinaison, orbites qu'ils parcourent dans le sens rétrograde. Les deux familles de satellites extérieurs sont de couleur plus rouge que les satellites internes, proches de celles des Troyens. Il pourrait s'agir d'astéroïdes capturés par Jupiter, ou de fragments de corps parents plus gros qui se seraient fractionnés à proximité de Jupiter en raison des forces de marée induites par la planète, comme ce fut le cas en 1994 pour la comète Shoemaker-Levy 9.

Au début du nouveau millénaire, de nombreux petits satellites extérieurs de Jupiter ont été découverts par des observations menées depuis le sol, faisant ainsi monter à 40 (en janvier 2003) le nombre total des satellites joviens.

Les satellites galiléens

Les quatre plus gros satellites de Jupiter ont été découverts par Galilée en 1610. Ils ont été baptisés par la suite Io, Europe, Ganymède et Callisto. Par leurs dimensions, ils s'apparentent aux planètes internes (voir tableau 1-2). En revanche, leurs propriétés physiques, telles qu'elles sont déduites des observations effectuées depuis les sondes *Voyager* et *Galileo*, font apparaître l'influence prédominante de la proximité de Jupiter, plus de dix mille fois plus massif. Si, dans le cas du système Terre-Lune, on peut pratiquement parler de système double, il n'en est absolument pas de même de Jupiter et de ses satellites.

Cela ne signifie pas que ces quatre objets soient comparables entre eux. Tout au contraire, ils présentent des différences considérables, dues essentiellement à celles de leurs distances moyennes à Jupiter. Par exemple, tous quatre ont été bombardés, tout au long de leur histoire, par des météorites de toutes tailles, vraisemblablement en des flux similaires. Cependant, les densités de cratères que l'on mesure à leur surface sont totalement différentes, ce qui reflète une

différence dans les degrés d'activité planétaire ayant affecté la surface de ces objets. Ainsi Callisto, le satellite le plus éloigné de Jupiter, présente-t-il, avec sa surface criblée de cratères, les caractéristiques d'un objet éteint, inactif depuis plusieurs milliards d'années. Ganymède possède des cratères répartis d'une manière non uniforme : certaines zones en sont presque dépourvues. Europe, en revanche, présente une surface parfaitement lisse tandis que celle de Io, le satellite le plus proche de Jupiter, subit un volcanisme intense qui remodèle complètement sa surface sur une échelle de temps de quelques milliers d'années seulement.

Callisto

Callisto a été survolé par *Voyager* en 1979, puis à plusieurs reprises par *Galileo* entre 1995 et 2000. À la différence des autres satellites galiléens, il n'est pas en résonance orbitale avec ses voisins et n'est donc pas soumis aux forces de marée. Sa surface témoigne donc de l'histoire du bombardement météoritique passé. La densité des cratères est celle des objets planétaires les plus « anciens » du système solaire, c'est-à-dire les moins modifiés depuis au moins trois milliards d'années, comme c'est le cas pour la Lune. Une différence semble cependant affecter le diamètre moyen des cratères qui, dans le cas de Callisto, ne dépasse pas une centaine de kilomètres. L'équivalent des grands cratères d'impact ayant donné naissance aux bassins géants lunaires n'a pas été observé, à l'exception d'une structure circulaire de grande dimension, le bassin de Valhalla, dont le diamètre excède 500 km (voir fig. 10-2).



FIG. 10-2 – Callisto, photographié par *Voyager 1* à 350 000 km de distance. La surface est criblée de cratères d'impacts météoritiques. Le bassin de Valhalla, grande structure circulaire, est entouré de grands anneaux concentriques. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

Une seconde particularité de la surface de Callisto concerne la région du bassin de Valhalla. En effet, ce bassin est entouré d'une série de rides concentriques, qui s'étendent jusqu'à près de 1 500 km du centre du bassin. Ces rides font penser à la propagation d'un train d'ondes dans un milieu non totalement rigide.

On peut interpréter l'inexistence de la trace des impacts géants et la présence de ces rides concentriques de la manière suivante. Les impacts géants, dans le système solaire, ont été fréquents dans les premières centaines de millions d'années de son histoire, en raison des nombreuses collisions avec les corps de toutes tailles qui provenaient de la croissance des protoplanétoïdes (voir chapitre 4). On peut supposer que Callisto, à cette époque, ait possédé une structure interne différenciée, où une croûte de surface coiffait un manteau magmatique, fait de silicates et de glaces. Callisto a en effet une densité trop faible (1,8 g/cm^3) pour ne contenir que des roches. Dans le manteau, les fortes concentrations en éléments radioactifs ont pu imposer, par l'énergie dégagée, un régime de convection conduisant à des épanchements de « glace sale » venant recouvrir la surface, à l'instar de la production actuelle de la lithosphère terrestre à partir du manteau.

Ainsi se seraient effacées toutes les traces de cratères apparus durant les premières centaines de millions d'années. L'impact créant Valhalla se serait produit plus tardivement, la croûte n'étant pas entièrement solidifiée. Ensuite, la diminution de l'activité interne aurait fait cesser le renouvellement de la croûte de Callisto. L'absence de montagnes à la surface de Callisto, où les seuls reliefs autres que les cratères sont ces rides concentriques, témoigne de la disparition de toute activité tectonique. Seuls ont modifié la surface de Callisto les bombardements météoritiques des trois derniers milliards d'années.

Les images de Callisto prises à haute résolution spatiale (< 1 km) par Galileo ont montré qu'à une échelle inférieure au kilomètre, il y a moins de cratères sur Callisto que sur Ganymède. Le spectromètre infrarouge de *Galileo* a mis en évidence une atmosphère transitoire de CO_2, liée à des dégazages localisés sur la surface.

Ganymède

Ganymède est le plus grand et le plus massif des satellites galiléens, de densité sensiblement égale à celle de Callisto. En revanche, Ganymède diffère de Callisto par sa surface, très hétérogène de par sa couleur et sa morphologie : des terrains sombres, contenant des cratères d'impacts, alternent avec des zones plus claires où apparaissent des systèmes de failles de grandes longueurs (voir fig. 10-3). Toutefois, les uns comme les autres semblent constitués d'un matériau fait de glaces et de roches mélangées, Dans les terrains sombres, la grande densité des cratères et leur distribution en taille, qui fait apparaître des diamètres de toutes dimensions, suggèrent qu'il s'agit d'une surface très ancienne, plus ancienne peut-être que celle de Callisto : elle pourrait remonter à quatre milliards d'années. On trouve également dans ces régions de longs plissements, parfois coupés par des cratères, c'est-à-dire antérieurs : ils pourraient provenir d'impacts géants survenus

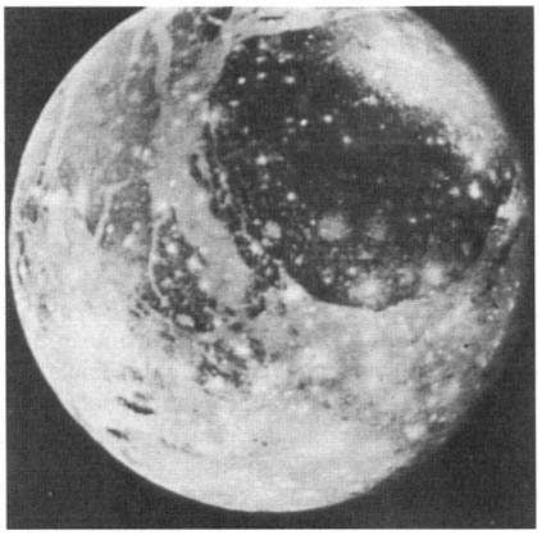


FIG. 10-3 – Ganymède, vu par *Voyager 1*, depuis 2,6 millions de kilomètres. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

très peu de temps après la formation de ce satellite. Les cratères, aujourd'hui disparus, se seraient formés dans un milieu non rigide, ce qui, comme ce fut peut-être le cas pour Callisto, témoignerait d'une activité magmatique primordiale, dans un corps à forte teneur en glace.

Les réseaux de failles, ou cannelures, que l'on observe dans les zones claires de Ganymède n'ont d'équivalent à la surface d'aucun des objets du système solaire interne (voir fig. 10-4). Profondes d'un kilomètre environ, ces failles peuvent atteindre plusieurs milliers de kilomètres de long. Elles se situent dans un matériau fait principalement de glace, relativement jeune si l'on considère la très faible densité de cratères d'impact. La corrélation entre le jeune âge et la couleur claire pourrait s'expliquer de la même manière que dans le cas du régolite lunaire. On sait en effet que l'assombrissement progressif des grains de la surface lunaire est dû aux effets de l'irradiation par le vent solaire et du bombardement par les micrométéorites. On pourrait de la même manière expliquer les contrastes d'albédo de Ganymède en faisant intervenir la durée d'exposition de la surface au contact direct avec le milieu interplanétaire et l'environnement particulaire jovien.

Il existe plusieurs interprétations possibles de l'origine de ces failles, dont l'existence refléterait une structure interne jadis différenciée. Autour d'un noyau silicaté, un manteau de glaces et de silicates, en partie fondu, aurait été le siège d'une activité magmatique interne : la remontée du magma vers la surface, par convection, aurait provoqué une extension de la croûte qui se serait fracturée pour former ces failles. Au long de ces zones fragilisées, du magma se serait épanché, donnant lieu à un remplissage par de la glace plus récente, plus claire.



FIG. 10-4 – Sur cette image à haute résolution de Ganymède, prise depuis 145 000 km seulement, apparaît un réseau complexe de cannelures, d'un kilomètre de profondeur environ, espacées d'une dizaine de kilomètres. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

Une autre hypothèse serait la fracturation primitive de la croûte par des impacts météoritiques. Ce que l'on pourrait appeler des « plaques » en aurait résulté, plaques entraînées dans un mouvement de dérive sous l'effet de la convection interne. De densité plus forte que le manteau sous-jacent, elles s'y seraient progressivement enfouies, permettant à du matériau plus léger, récent et clair, de remonter en surface. Dans ce scénario, les failles résulteraient des mouvements de la croûte fracturée par impacts : elles témoigneraient d'une tectonique assez ancienne, mais présentant des analogies marquées avec celle affectant la lithosphère terrestre contemporaine.

La présence de glace à la surface de Ganymède, connue depuis 1971 grâce à des observations infrarouges depuis le sol (voir fig. 10-5), permettait d'envisager une atmosphère résiduelle de vapeur d'eau, voire d'oxygène, par suite de la photodissociation de l'eau. Une expérience a été réalisée lors de son survol par *Voyager 1*. Elle consistait en l'occultation d'une étoile par Ganymède, et en la mesure de la diminution corrélée de son intensité lumineuse. Elle a conduit à la détermination d'une limite supérieure extrêmement basse, de 10^{-11} bar, pour la concentration intégrée d'oxygène, de vapeur d'eau et de gaz carbonique.

Les mesures rapprochées de Ganymède obtenues par *Galileo* ont mis en évidence la présence d'un champ magnétique intrinsèque, parallèle au champ jovien, dont l'intensité est environ 1 % de celui de la Terre. Cette mesure suggère qu'au centre de Ganymède, dont l'intérieur est fortement différencié, le noyau central, riche en fer, est à l'état fondu. Ce champ magnétique engendre une mini-magnétosphère d'environ 5 000 km de rayon (donc en fait plus grande que celle de Mercure !), stable et développée : on y a détecté des électrons et des ions

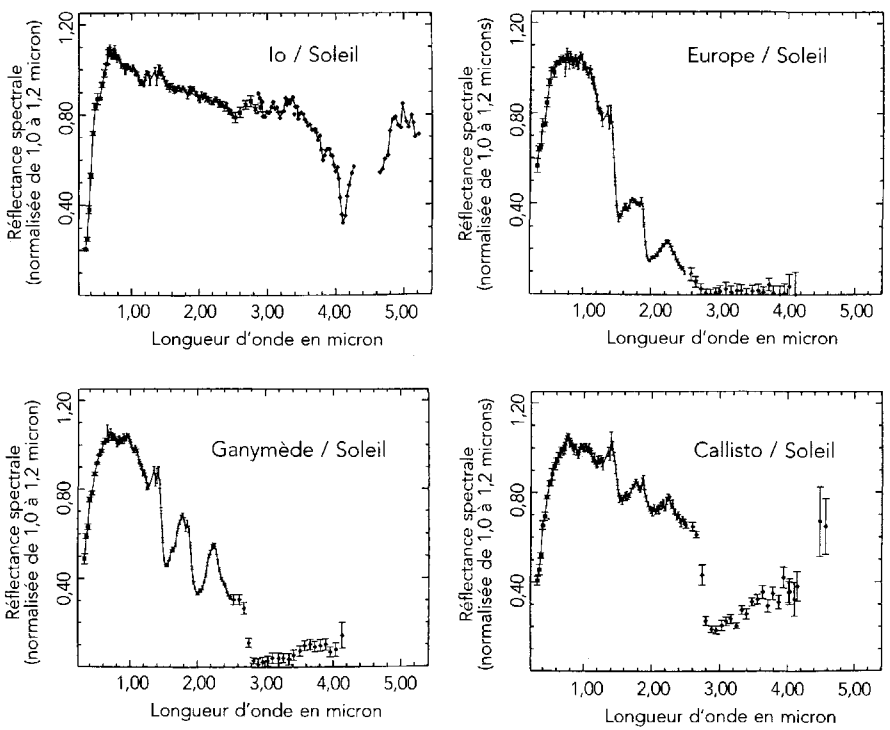


FIG. 10-5 – Le spectre composite des quatre satellites galiléens de 0,35 à 5 μm. On remarquera la signature due à la glace d'eau sur Europe, Ganymède et Callisto, tandis que le spectre d'Io montre la signature de la glace SO_2. (D'après T. Sill and R. N. Clark, « Satellites of Jupiter », D. Morrisson Éd., University of Arizona Press, 1982.)

énergétiques, des ceintures de radiations, un vent polaire, et des émissions radio au voisinage de la fréquence de plasma ($\leq$ 50 kHz). Ces dernières sont en fait à l'origine de la découverte du champ magnétique de Ganymède, ayant précédé les mesures magnétiques *in situ*. La magnétosphère de Ganymède est en interaction électrodynamique avec le champ jovien par l'intermédiaire d'une reconnexion magnétique permanente. Elle constitue un bouclier qui permet l'existence autour de Ganymède d'une ionosphère étendue, non comprimée par le flot magnétosphérique jovien.

Europe

Europe, le plus petit des satellites galiléens, a une densité élevée si on la compare à celles de Callisto et de Ganymède. Cependant, même observé par télescope depuis le sol, Europe présente une surface indiquant la présence de glace : son aspect est blanc, et il possède un albédo élevé (0,6). Son observation

spatiale, par *Voyager 1* et *2*, puis par *Galileo*, confirme la présence de glace en surface. La quantité très réduite de cratères d'impact atteste qu'un renouvellement de la surface a eu lieu très récemment.

Dès 1979, les images de *Voyager* ont montré que la surface d'Europe était recouverte d'un réseau de craquelures de grandes longueurs, s'entrecroisant en un écheveau complexe (fig. 10-6). Certaines ressemblent à des rides incurvées, parfois selon des motifs périodiques, sur plusieurs centaines de kilomètres. Les survols rapprochés effectués par *Galileo* depuis 1995 ont apporté des informations complémentaires décisives, en évidence des structures complexes et uniques dans le système solaire. La surface d'Europe présente deux types de terrains : les plaines ridées déjà observées par *Voyager*, et des régions dites « chaotiques » où les plaines ridées ont été effacées par des épanchements provenant de l'intérieur. Les rides apparaissent surtout par paires et sont séparées par une vallée centrale profonde, et semblent avoir pour origine une fissure dans la couche superficielle de glace par laquelle pourraient s'épancher de l'eau liquide ou de la glace fluide. Les régions chaotiques pourraient correspondre à un rétrécissement de la couche de glace superficielle qui reposerait sur un océan liquide ou sur une couche de glace ductile, susceptible d'être le siège de mouvements convectifs. L'aspect particulier des quelques cratères d'impact présents à la surface d'Europe, particulièrement peu élevés, suggère également la présence d'un milieu fluide

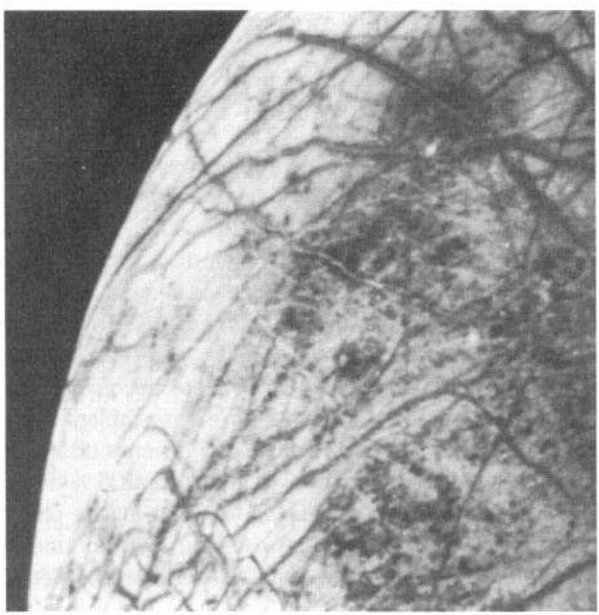


FIG. 10-6 – Europe possède une surface presque totalement dépourvue de grands cratères d'impacts. De grandes fractures, de plusieurs milliers de kilomètres de long, constituent l'unique type de structures observables. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

dans la subsurface. Sa nature exacte et sa profondeur restent aujourd'hui incertaines. L'origine de l'énergie interne nécessaire au chauffage de la glace est attribuée aux effets de marée auxquels est soumis le satellite.

Par ailleurs, les signatures magnétiques mesurées par *Galileo* ont permis de déduire des contraintes sur les propriétés électriques et magnétiques de l'intérieur des satellites. Ainsi, l'important champ magnétique induit (par le champ jovien) au voisinage d'Europe suggère lui aussi l'existence possible d'un océan conducteur (éventuellement salé) sous une croûte de glace de plusieurs kilomètres d'épaisseur. Il en va peut-être de même pour Callisto, mais les mesures y sont plus difficiles à interpréter.

Europe est sujet à un intense bombardement de particules chargées magnétosphériques, qui crée et détruit à la fois une atmosphère d'oxygène. Celle-ci est à l'origine de la source de plasma mentionnée à la section 8.4.3, qui se superpose au tore externe de Io à l'orbite d'Europe. Les mesures d'occultation radio, quant à elles, suggèrent une enveloppe de plasma ionosphérique dense ($N_e \approx 150\ cm^{-3}$), d'épaisseur $\approx$ 100 km. Le bombardement de la surface modifie aussi ses propriétés et son aspect, notamment dans les régions polaires plus directement exposées aux précipitations le long des lignes de champ magnétique jovien. Les limites de ces pseudo-zones aurorales sont bien visibles sur les images du satellite. Europe est en interaction électrodynamique avec Jupiter, similaire à celle de Io mais moins énergétique en raison du moindre flux d'énergie magnétique intercepté par l'obstacle ($\pi R^2 \times \delta V \times B^2/2\mu_o \approx 8 \times 10^{10}$ W dans le cas d'Europe, contre $\approx 10^{12}$ W pour Io).

Io

Io, satellite galiléen le plus proche de Jupiter, est le plus dense d'entre eux. C'est également celui qui a été survolé de plus près par l'un des engins *Voyager* : *Voyager 1*, le 5 mars 1979, n'en est passé qu'à 20 500 km. La résolution des images atteint le kilomètre. Elles ont tout d'abord révélé une surface riche en couleurs, rouge, orange, jaune et blanche, qui la distingue totalement de toute autre surface planétaire. Aucun cratère d'impact n'y peut être décelé, ce qui témoigne d'une activité intense, provoquant un renouvellement global extrêmement rapide. En revanche, de nombreux centres volcaniques ont été découverts. Ils apparaissent sous la forme de taches sombres, dont nombre ressemblent aux caldeiras des volcans terrestres ou martiens. Ces caldeiras ont plusieurs dizaines de kilomètres de diamètre, et la surface qu'elles couvrent représenterait 5 % de la surface totale de Io. De ces caldeiras partent des coulées, longues parfois de plusieurs centaines de kilomètres (voir fig. 10-7). Les images prises par *Galileo*, une quinzaine d'années plus tard, complétées par les images du *HST*, ont permis d'étudier l'évolution temporelle du volcanisme de Io.

L'activité volcanique de Io, qui apparaît dans la cartographie optique de la surface, a été clairement mise en évidence par l'observation du limbe, où des panaches de plus de 200 km d'altitude furent identifiés par *Voyager*. Par spec-

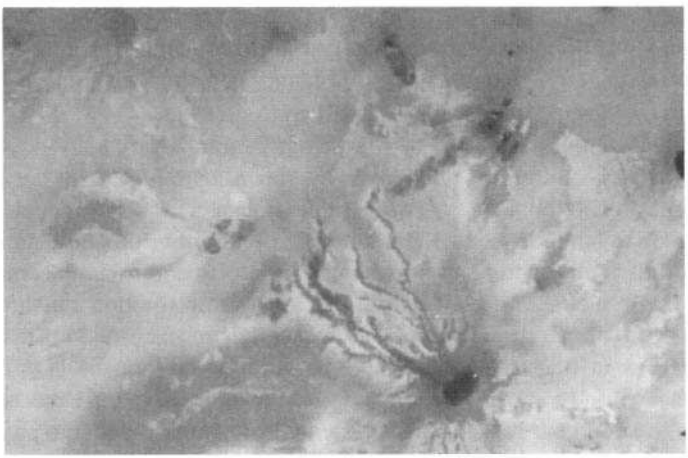


FIG. 10-7 – Io présente la particularité de posséder un volcanisme actif, comme en témoignent les coulées de lave visibles sur cette image prise par *Voyager 1* le 4 mars 1979. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.).

trométrie infrarouge (*Voyager*, *Galileo* et *Cassini*), et ultraviolette (*HST*), on a pu tout à la fois mesurer des variations régionales de température et identifier les composants majeurs de la surface. Ainsi, des zones recouvertes de lave fraîchement coulée ont été identifiées par leur température (jusqu'à 1 700 K), bien plus élevée que celle des terrains environnants (environ 130 K). On a attribué les différentes couleurs à la présence de composés soufrés à des températures différentes. Les zones blanches sont attribuées à du dioxyde de soufre SO_2 qui, en raison de la très faible température de la surface de Io, se trouve sous forme solide : glace, givre ou neige. Les panaches seraient constitués d'un gaz composé majoritairement de dioxyde de soufre, et les couleurs noire, rouge et jaune correspondraient à des composés soufrés de températures décroissantes. Cependant, la haute température des laves mesurée par *Galileo* semble indiquer que le volcanisme de Io n'est pas dominé par les composants soufrés, comme on l'a cru après *Voyager*, mais plutôt à des composants silicatés, comme on l'observe dans le système solaire intérieur. Des silicates, de type orthopyroxène, riches en magnésium, ont été identifiés dans son spectre infarouge. Ces résultats sont en accord avec les modèles de structure interne de Io : on sait en effet, par ailleurs, par les mesures de gravimétrie de *Galileo*, que Io possède un noyau massif, de fer ou de sulfure de fer qui constitue jusqu'à 20 % de la masse totale, tandis que le manteau et la croûte sont constitués de silicates.

Io est ainsi, avec la Terre, le seul objet connu du système solaire qui possède une activité volcanique contemporaine. Les sources énergétiques sont toutefois différentes dans les cas de Io et de la Terre. Dans le cas de cette dernière, l'essentiel de l'énergie nécessaire pour maintenir un magma à haute température et entretenir un régime de convection dans le manteau provient de la désintégra-

tion radioactive de l'uranium, du thorium et du potassium. En revanche, on calcule que les concentrations de ces éléments qui permettraient de rendre compte de l'activité volcanique de Io devraient être plus de cent fois supérieures aux abondances universelles, ce qui est tout à fait invraisemblable,

Le mécanisme qui a été proposé repose sur la grande proximité de Jupiter. La différence entre les intensités des forces de gravitation qui agissent sur Io du côté de Jupiter et du côté opposé est considérable. Celles-ci induisent une déformation mécanique du volume de ce satellite, qui prend une forme proche d'un ellipsoïde, allongé suivant la direction pointant vers Jupiter. Cette déformation serait stable si l'orbite était circulaire, compte tenu du mouvement de rotation synchrone de Io. Mais les perturbations gravitationnelles dues à la présence des autres satellites galiléens imposent une trajectoire elliptique, au long de laquelle la vitesse de Io n'est pas constante (conformément à la deuxième loi de Kepler). En conséquence, la déformation de Io par l'attraction différentielle de Jupiter n'affecte pas, au cours d'une révolution de Io, les mêmes zones. La relaxation mécanique se traduit par une puissance libérée évaluée à 10^{13} W. C'est donc un effet de marée très violent, qui serait à l'origine de la fusion partielle et du volcanisme de Io. À l'appui de cette théorie, on observe que les régions volcaniques sont concentrées dans les zones de basse latitude, c'est-à-dire celles où l'on s'attend que les oscillations longitudinales du renflement équatorial provoquent une libération d'énergie maximale.

Cette activité volcanique intense – à laquelle s'ajoute la très faible vitesse de libération (2,5 km/s, très voisine de celle de la Lune) – expliquerait que Io ait perdu sa glace primordiale (eau et gaz carbonique), ce qui le distingue aujourd'hui des autres satellites galiléens, dont la densité est plus faible. La surface de Io serait donc essentiellement constituée de dioxyde de soufre. Il en résulte une atmosphère très ténue, correspondant à l'équilibre des phases de ce constituant. Au point subsolaire, où la température peut atteindre 140 K, la pression de vapeur saturante est de 10^{-3} mbar. Près des pôles, où la température est inférieure à 100 K, cette pression tombe à 10^{-8} mbar.

Des informations complémentaires concernant l'atmosphère et la surface de Io ont également été apportées par des observations depuis le sol, dans les domaines infrarouge et millimétrique. En 1990, une atmosphère stable de SO_2 a été détectée par spectroscopie millimétrique, correspondant à une pression de surface de 3-40 nanobars. Il est apparu que cette atmosphère ne couvrait qu'une fraction du disque (3-15 %), soit à proximité du point subsolaire par effet de condensation, soit à proximité des sources volcaniques. Plus récemment, SO et NaCl ont été détectés par spectroscopie millimétrique.

L'atmosphère, à laquelle contribuent les constituants éjectés par le volcanisme, est partiellement ionisée par le rayonnement UV solaire, les collisions particulaires, et le transfert de charge lors du criblage du sol de Io. Il en résulte un plasma, entraîné par le champ magnétique de Jupiter dans un mouvement de corotation de période $\approx$ 10 heures, pour former un nuage grossièrement torique enveloppant l'orbite de Io, à une distance moyenne de 5,9 R_J. L'existence d'un tore d'hydrogène avait été suggérée par des observations de *Pioneer 10* dans la raie Lyman-α.

Puis l'analyse par spectrométrie UV (*IUE* et *Voyager*) et les mesures *in situ* des sondes *Voyager* ont révélé un tore riche en ions du soufre et de l'oxygène, confirmant ainsi la composition de la surface et de l'atmosphère de Io ainsi que celle des panaches volcaniques. L'atmosphère et le tore contiennent également des quantités importantes de sodium neutre ($\approx$ 1 % de la concentration de S et O), donnant lieu à des émissions visibles. *Galileo* a photographié le nuage de sodium entourant Io (voir fig. 10-8), révélant sa structure allongée dans la direction azimutale ainsi que l'existence d'éjections radiales d'atomes de sodium neutre, que les observations de *Cassini* ont permis de corréler à l'activité volcanique.

Comme on l'a vu en section 8.4.3, la source d'ions lourds provenant de Io domine le plasma magnétosphérique. La température initiale des ions (250-500 eV) étant très supérieure à celle des électrons (0,02 eV), l'énergie est redistribuée par les collisions coulombiennes qui vont chauffer les électrons. Ceux-ci vont à leur tour exciter de façon collisionnelle les ions, qui en se désexcitant émettent des photons. La luminosité optique et UV du tore correspond à une puissance rayonnée de 10^{12} W.

Les ions injectés sont transportés radialement vers l'extérieur et vers l'intérieur. Vers l'extérieur, le transport – rapide – est assuré essentiellement par l'échange de tubes de flux. Un tore de plasma « chaud » est ainsi créé au-delà de l'orbite de Io (plus précisément pour $R \geq 5{,}6\ R_J$), et s'étend jusqu'à la partie interne du magnétodisque. La densité électronique maximale, mesurée par *Voyager 1*, est $\approx 3\,000\ cm^{-3}$ à 5,6 R_J. Elle décroît vers l'extérieur pour atteindre $\approx 100\ cm^{-3}$ à 10 R_J et $\approx 0{,}1\ cm^{-3}$ dans les régions les plus externes. La température ionique, qui vaut $\approx$ 60 eV à 5,6 R_J, atteint 300 eV à 10 R_J. La température

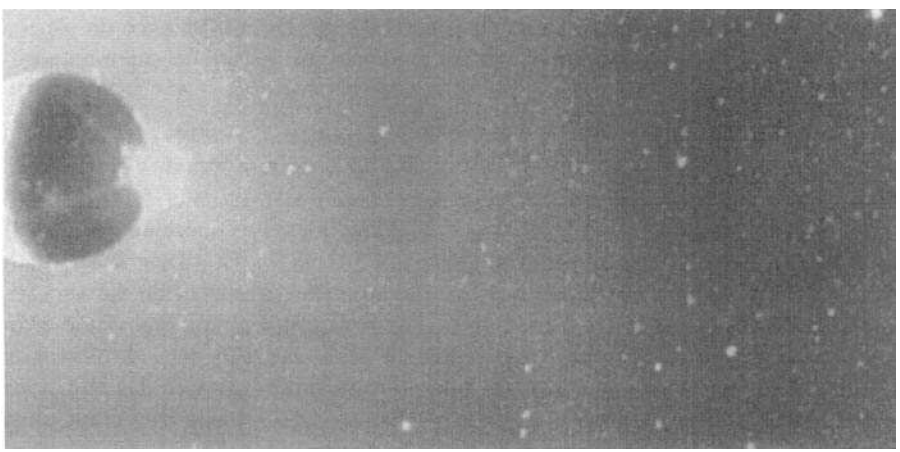


FIG. 10-8 – Le nuage de sodium entourant Io, observé par la caméra de la sonde *Galileo* en 1996. Il apparaît brillant dans le visible (400 – 1 100 nm) car il diffuse la lumière solaire (le Soleil est à droite), de même que le panache volcanique du volcan Prométhée au limbe subsolaire (image NASA).

électronique est de l'ordre de 10 eV. La proportion des ions nouvellement injectés (suprathermiques car non encore thermalisés par collision avec les électrons) croît avec la distance et leur énergie vaut $\approx$ 2 keV à 10 R_J. Vers l'intérieur, le plasma subit une diffusion radiale lente vers Jupiter à travers les lignes de champ, durant laquelle il se refroidit par rayonnement. Il en résulte un tore « froid », de densité maximale $\approx 1\,000$ cm^{-3} et de température (ionique et électronique) de quelques eV, situé à l'intérieur de l'orbite de Io entre 5 et 5,4 R_J.

La distribution verticale du plasma des tores résulte de l'équilibre de la force centrifuge, de la pression du plasma, du potentiel attracteur des ions lourds, et de l'effet de miroir magnétique (voir section 5.2.2). L'échelle de hauteur résultante est $\approx$ 1 R_J pour le tore chaud. Une analyse fine montre que, du fait de l'effet sélectif des potentiels attracteurs, la température apparente du plasma augmente avec l'élévation au-dessus ou au-dessous de l'équateur centrifuge. Il en résulte des distributions différentes pour les ions de masses différentes, avec par exemple une concentration des protons aux latitudes moyennes plutôt qu'à l'équateur. Le tore froid, plus confiné, a une échelle de hauteur de seulement $\approx$ 0,3 R_J.

La stabilité du tore est une question non triviale : la force centrifuge devrait en effet en arracher des bulles de plasma. De fait, il semble que le phénomène se produit (voir section 8.4.3), mais que le cisaillement des vitesses entre le tore dense ($\approx$ 5 % sous la corotation) et les régions plus externes exerce un effet stabilisateur. *Ulysse*, lors de son survol de Jupiter en 1992, a découvert dans le tore chaud externe (entre $\approx$ 8 et 15 R_J) des radiosources compactes de rayonnement kilométrique (140 $\pm$ 60 kHz), en rotation avec le plasma du tore. Il pourrait s'agir de bulles de plasma plus dense arrachées des régions internes. L'émission, de puissance totale $\approx 10^8$ W, est très différente des émissions aurorales. Elle est produite par un mécanisme non identifié au voisinage de la fréquence de plasma électronique locale, probablement sur les gradients de densité de ces inhomogénéités de plasma.

Galileo a découvert que le tore était légèrement excentré par rapport à Jupiter, probablement sous l'effet d'un champ électrique à grande échelle, qu'il était deux fois plus dense qu'à l'époque de *Voyager* (ce qui peut être dû à des variations longitudinales), et surtout que le sillage magnétosphérique de Io était 20 fois plus dense que le tore moyen ($N_e \approx 4 \times 10^4$ cm^{-3}). Ce sillage froid (quelques eV) et stagnant ($\approx$ 1 km/s) possède des frontières abruptes lui donnant les caractéristiques d'une ionosphère étirée (sur $\approx$ 0,1 R_j) plutôt que d'une exosphère. Le champ magnétique y est réduit de 40 %. Il est le siège de faisceaux d'électrons énergétiques de 0,1 à 100 keV, pouvant rendre compte des émissions électromagnétiques aux pieds des lignes de champ magnétique le traversant, ainsi que d'ondes très basses fréquences intenses, susceptibles d'accélérer ces électrons. Notons que l'analyse du rayonnement décamétrique (DAM) induit par l'interaction Io-Jupiter a permis d'estimer la densité minimale de protons dans ce sillage ($N_{H+} \geq$ 1-5 %, en fonction de la température T_{H+} = 10-60 eV), difficilement mesurable *in situ*.

10.1.2 Les satellites de Saturne

Le système saturnien, tel qu'il est connu au début du XXI^{e} siècle, contient au moins trente satellites. Les plus gros d'entre eux furent découverts avant l'exploration spatiale : Titan tout d'abord, en 1655 par Huygens, puis Japet, par *Cassini* en 1671, suivis de Rhéa, Dioné, Téthys, Encelade et Mimas, et enfin d'Hypérion et de Phoebé. Onze satellites ont été découverts entre 1979 et 1981, grâce à l'exploration du système de Saturne par les sondes *Voyager*. Le seul satellite doté d'une atmosphère stable est Titan (voir chapitre 9).

L'exploration par *Voyager* des satellites de Saturne a permis, pour la première fois, d'accéder non plus seulement aux caractéristiques orbitales de ces objets mais à un certain nombre de leurs propriétés physiques essentielles. Des objets qui demeurèrent longtemps de simples points sur des clichés photographiques possèdent aujourd'hui des cartes topographiques dont la résolution atteint parfois le kilomètre.

Les gros satellites de glace

Après Titan, les six satellites les plus gros du système saturnien vont par taille croissante au fur et à mesure que l'on s'éloigne de Saturne : Mimas, Encelade, Téthys, Dioné, Rhea et Japet. Les cinq premiers sont sur des orbites circulaires de moins de 550 000 km de rayon, soit moins de 10 rayons saturniens, qui toutes se situent au voisinage immédiat du plan équatorial de Saturne. Japet en revanche est en mouvement sur une orbite inclinée de 14,7° sur ce plan, à une distance de près de 60 rayons saturniens.

On connaît la densité de ces satellites, qui est de très peu supérieure à l'unité (tableau 1-2). Cela indique une composition à base de glace H_2O, ce que confirment l'albédo élevé de leurs surfaces ainsi que leurs spectres infrarouges. Leur structure interne est sans doute constituée d'un noyau rocheux entouré d'une épaisse couche de glace.

Mimas, le plus petit élément de cette famille, a été survolé par *Voyager 1* à moins de 90 000 km. Aussi possède-t-on des images d'une résolution atteignant deux kilomètres. On observe une surface saturée de cratères d'impacts météoritiques. Le plus grand de ces cratères a 130 km de diamètre, ce qui représente le tiers du diamètre de Mimas lui-même. Ce cratère a une profondeur d'une dizaine de kilomètres, et possède un piton central de six kilomètres d'altitude. On constate donc que les comportements rhéologiques d'un sol de roche et d'un sol de glace, sous l'effet du bombardement de météorites, sont très voisins. La dimension du corps responsable du cratère le plus grand devait être voisine d'une dizaine de kilomètres. Une dimension un peu plus grande aurait suffi pour fracturer Mimas, qui n'aurait pas résisté à l'impact. On observe du reste des fractures à la surface de Mimas, dont l'origine réside dans cet impact violent. À l'exception de ces effets de propagation d'ondes de choc associées aux impacts météoritiques, on n'observe aucune trace d'activité interne à la surface de Mimas.

Encelade est le plus brillant des corps planétaires connus à ce jour : sa surface réfléchit plus de 90 % de la lumière incidente. Il ne peut en conséquence s'agir que d'une surface faite de glace extrêmement pure, exempte de grains rocheux. C'est également le corps le plus froid en surface : la température moyenne, durant le jour, est de 70 K. Quoique de dimensions peu supérieures à celles de Mimas, Encelade est très différent. Au lieu d'une surface tout entière couverte de cratères d'impacts, on y distingue des terrains faisant nettement penser à une activité interne récente, à l'instar de ce que l'on observe dans les régions jeunes de Ganymède. En contraste avec Ganymède cependant, où les régions couvertes de cratères sont très anciennes, c'est-à-dire non affectées par une activité interne depuis peut-être quatre milliards d'années, les terrains caractérisés d'Encelade ne le sont que faiblement, et le diamètre moyen des cratères est peu élevé : on n'a pas décelé de cratères de diamètre supérieur à 35 km. Au total, il semble que l'activité interne de ce corps, qui a permis en particulier un renouvellement très récent de zones entières où n'apparaît aucun cratère, fut un processus continu, étalé sur de grandes périodes de son histoire.

Les images de la surface d'Encelade font apparaître en certaines régions des stries, des craquelures et des failles, ainsi que des traces de coulées (fig. 10-9) ; en revanche, on n'observe aucune formation associée à une activité volcanique. L'interprétation des structures de la surface requiert des déformations qui pourraient avoir été induites par l'activité magmatique d'un manteau sous-jacent. On ignore la source de l'énergie responsable de la fusion tout au moins partielle de ce manteau. Compte tenu de la taille réduite d'Encelade, les désintégrations radioactives ne

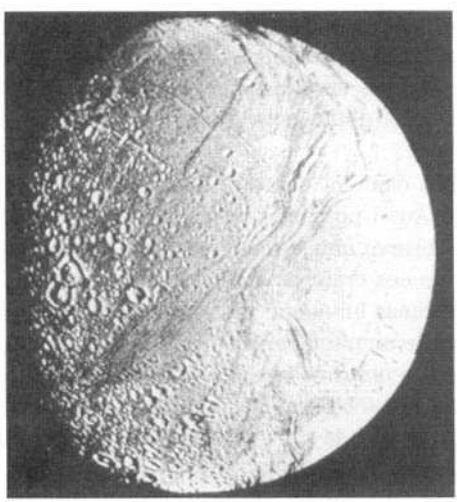


FIG. 10-9 – Encelade présente nettement deux types de terrains, qui se distinguent en particulier par la densité de cratères : sur les terrains « jeunes » sont visibles des coulées et des failles, datant du dernier milliard d'années. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

semblent pas suffisantes, si les abondances en uranium et thorium restent dans la limite des abondances mesurées pour d'autres corps planétaires. Le calcul de l'effet de marée, dû à une résonance orbitale avec Dioné (tel qu'il opère par exemple dans les conditions de Io), conduit à une puissance dissipée beaucoup trop faible. Encelade constitue donc un corps de très petite dimension, de diamètre dix fois moins grand que celui de Ganymède, et de masse mille fois plus petite, où cependant une activité interne passée comparable a pu prendre naissance. Le mécanisme qui en est responsable n'a pu, à ce jour, être clairement compris.

Téthys a un diamètre deux fois plus important que celui d'Encelade. On ne possède pas d'images de résolution supérieure à cinq kilomètres. Cela suffit cependant pour discerner deux types de régions qui se distinguent par les densités de cratères. Les premières sont extrêmement similaires à la surface, globale, de Mimas : elles sont saturées de cratères, et l'un d'eux domine par la taille. Le diamètre de Téthys est de 400 km, c'est-à-dire plus que le diamètre même de Mimas. En revanche, ce cratère est moins profond que celui de Mimas, et semble avoir été émoussé non seulement par des impacts postérieurs, mais peut-être également par des coulées de glace : il s'agirait alors de l'équivalent du remplissage sur la Lune des bassins géants par du magma profond, donnant naissance aux mers lunaires.

À l'intérieur de ces régions très anciennes, on distingue des zones où les densités de cratères sont beaucoup plus faibles, attestant un renouvellement récent de la surface. Les traces d'une activité interne se trouvent également dans la présence de coulées, faisant penser aux lits de torrents que l'on connaît sur Mars. En particulier, un « canyon » géant, de plus de 2 000 km de long, parcourt les trois quarts de Téthys : Ithaca Chasma présente une ressemblance marquée avec Valles Marineris. L'origine de cette vallée pourrait être cependant tout à fait différente, et ne pas refléter d'écoulement ancien. Il pourrait par exemple s'agir de la cicatrice d'une déformation très ancienne de la croûte superficielle sous la forme d'un mouvement d'extension. Celui-ci aurait été imposé par une dilatation du manteau, dans l'hypothèse où le manteau, partiellement liquide, se serait progressivement transformé en glace lors de son refroidissement.

Dioné, de diamètre sensiblement égal à celui de Téthys, en diffère par sa densité un peu plus grande et surtout par une plus grande diversité des structures alternant avec les cratères d'impact. D'importants contrastes d'albédo entre régions voisines pourraient attester la présence de matériau rocheux mêlé à la glace qui domine la surface, à moins qu'il ne s'agisse de types de glace différant par l'âge : les zones claires correspondraient alors à une condensation plus récente. Les vallées et les craquelures constituent des réseaux plus complexes que sur Téthys, ce qui reflète un degré d'activité passée plus important.

Rhéa est le plus grand des satellites intérieurs, avez un diamètre de 1 500 km. Il présente cependant moins de traces d'activité interne que Dioné, Téthys et Encelade. Cela montre que le diamètre des corps n'est pas le facteur dominant pour le régime thermique de l'intérieur de ces satellites. La surface de Rhéa apparaît différente à haute et à moyenne résolutions. En effet, des contrastes optiques à

l'échelle du satellite dans son ensemble indiquent que la surface est localement recouverte de matériau plus réflecteur, qui pourrait être constitué de glace récente. En revanche, l'ensemble de la surface apparaît uniformément couverte de cratères de toutes dimensions. La distribution en diamètre des cratères ferait apparaître, selon certains auteurs, deux types de projectiles. L'un, commun à tous les corps planétaires, correspond au bombardement météoritique que l'on retrouve dans tout le système solaire. L'autre, spécifique au cas de Rhéa – mais qui pourrait s'étendre à d'autres satellites de Saturne –, proviendrait d'une source locale, par suite des collisions primordiales ayant eu lieu dans le système saturnien, et éventuellement associées à la formation des anneaux.

Japet est le plus extérieur des satellites saturniens de cette famille. À l'issue de l'exploration de *Voyager*, il demeure l'un des satellites de Saturne les plus mystérieux. Malgré une résolution atteignant vingt kilomètres, la caractéristique de la surface mise en évidence dès la découverte même de Japet par *Cassini* demeure inexpliquée : Japet présente une face sombre, celle qui reste du côté de Saturne, et une face claire, du côté opposé. Le rapport des albédos entre ces deux types de terrains est de l'ordre de 1/10. Dans les zones claires, les cratères d'impacts sont nombreux, tandis que les zones sombres ne laissent apparaître aucun détail.

On est tentés d'interpréter la présence de ces régions sombres par le dépôt d'un matériau très absorbant sur une surface de glace brillante. Le fait qu'une face soit uniformément sombre fait penser à un dépôt obtenu par l'accrétion permanente de matériau, provenant en particulier du satellite Phoebé, au cours du mouvement orbital de Japet. À l'encontre de cette interprétation, on a montré que, dans les terrains clairs, le fond de certains des cratères d'impacts était également sombre, ce qui fait penser à des épanchements volcaniques. Une autre observation doit être prise en compte : on n'observe, dans les zones sombres, aucune trace d'impact météoritique récent, qui devrait apparaître sous la forme de raies de cratère claires contrastant avec le sol environnant. Ou bien le dépôt est excessivement épais, ou bien il est constamment renouvelé : éruptions ou accrétion ? L'énigme reste entière.

Les petits satellites de Saturne

On classe dans cette famille tous les objets autres que Titan et les six satellites dont nous avons traité, c'est-à-dire les satellites dont la taille est inférieure à celle de Mimas. On ne connaît ni leur densité ni leur masse.

Les deux plus grands sont les plus extérieurs : Phoebé, qui orbite à treize millions de kilomètres, et Hypérion, le plus grand, dont la distance à Saturne est de 1,5 million de kilomètres, soit 250 rayons saturniens. Phoebé a une forme quasi sphérique et une surface très sombre. On pense à un astéroïde non différencié ou une comète, capturé par Saturne. Hypérion, en revanche, présente une forme très irrégulière, de dimensions $400 \times 250 \times 200$ km. Sa surface, très caractérisée d'après les images de *Voyager*, est vraisemblablement constituée de glace selon

les observations télescopiques. Ce satellite pourrait provenir de la fragmentation d'un objet plus massif, sous l'effet d'un impact légèrement plus violent que celui qui est responsable du cratère le plus grand de Mimas. Tous les fragments issus de cette collision, sauf Hypérion, auraient été balayés de la région d'impact par l'effet des perturbations, et éjectés vers Saturne et ses satellites majeurs. En particulier, la dichotomie d'albédo de Japet pourrait être une conséquence des impacts de ces fragments sur l'hémisphère avant. Hypérion est en effet lié à Titan par une résonance particulière 4:3 (voir section 1.1.4) qui aurait préservé ce « fragment » dans la position qu'il occupe actuellement.

Les autres satellites découverts en 1980 sont très proches de Saturne. Une partie de cette famille occupe les points de Lagrange de certains des satellites de Saturne, comme les planètes troyennes situées aux points de Lagrange de Jupiter. Ainsi, après la découverte au télescope en 1980 d'un des satellites lagrangiens de Dioné, *Voyager 2* a trouvé un second. Ils sont donc situés sur la même orbite que Dioné, l'un 60° en avant, l'autre 60° en arrière. *Voyager 2* a également observé les deux satellites lagrangiens de Téthys. Ces quatre satellites ont une taille voisine de 30 à 40 kilomètres. Parmi les quatre satellites que *Voyager* a découverts se trouvent deux petits objets caractérisés par le fait qu'ils possèdent la même orbite, à 2,51 rayons de Saturne, qu'ils parcourent selon un mouvement relatif au cours duquel ils se rapprochent et s'éloignent alternativement. Enfin, les quelques autres petits objets se situent au voisinage immédiat, voire à l'intérieur, du système des anneaux. Ils jouent un rôle dans le confinement gravitationnel des anneaux A et F.

En 2000, douze autres satellites ont été découverts à l'extérieur des orbites qui contiennent les objets que l'on vient de décrire. Il s'agit de satellites irréguliers, qui ont été probablement capturés.

10.1.3 Les satellites d'Uranus

Uranus possède cinq satellites principaux, de diamètres supérieurs à 450 km. Par distances croissantes à Uranus, il s'agit de Miranda, Ariel, Umbriel, Titania et Obéron. Les deux plus éloignés sont également les plus gros. Les premiers ont été découverts en 1787 par Herschel. Ariel et Umbriel furent découverts plus tard, en 1851, par Lassell. Miranda, le plus petit et le plus proche d'Uranus, ne fut observé la première fois qu'en 1948, par Kuiper. Tous ont des orbites de très faible excentricité, situées dans le plan équatorial d'Uranus. Seule l'orbite de Miranda s'en écarte faiblement, son inclinaison étant de 3.4°.

Notre connaissance des satellites d'Uranus provient des données de la sonde *Voyager 2* qui s'est approchée du système d'Uranus en janvier 1986. Leur densité est de 1,5 à 1,7, légèrement plus élevée que celle des satellites de glace de Saturne, et leur couleur est gris brun sombre. Leur faible albédo (12 % dans le cas d'Umbriel) pourrait résulter d'effets d'irradiation de leur surface par les particules énergétiques accélérées dans la magnétosphère d'Uranus. En effet, ces surfaces, sont constituées de mélanges de glaces d'eau et de molécules carbonées, tels que le méthane CH_4, et azotées, tels que l'ammoniac NH_3. Des expériences de

laboratoire ont montré que l'irradiation de tels mélanges par des protons dans le domaine d'énergie du keV ou du MeV peut induire la polymérisation de composés organiques stables de faible albédo.

Une des principales découvertes de *Voyager 2* est la présence de traces d'activité de type géologique à la surface de ces satellites. Titania et Ariel possèdent de longues dépressions et vallées ; Ariel présente par endroits des surfaces lisses, faisant penser à des épanchements de boue. On distingue à la surface d'Obéron une montagne de plus de six kilomètres d'altitude, tandis que certains de ses cratères d'impact sont recouverts d'un dépôt très sombre.

Miranda (fig. 10-10) est le plus spectaculaire de ces objets. *Voyager 2* s'en est approché à une distance de 28 000 km. On y a détecté des falaises abruptes, dépassant parfois cinq kilomètres d'altitude, des gorges profondes, des failles, ainsi que des vallées très nombreuses. Certaines structures sont extrêmement déchiquetées ou présentent des changements de direction très prononcés. On ne s'attendait pas à trouver une activité tectonique de cette ampleur sur un objet si froid. On a invoqué comme origine possible de ces phénomènes une destruction du satellite suite à un impact, puis une recomposition des fragments en orbite autour d'Uranus.

Voyager 2 a également détecté dix autres petits satellites, à l'intérieur de l'orbite de Miranda, dont deux satellites gardiens pour l'anneau extérieur (ε) d'Uranus. Deux d'entre eux, Puck et Cordelia, ont été observés avec une résolution

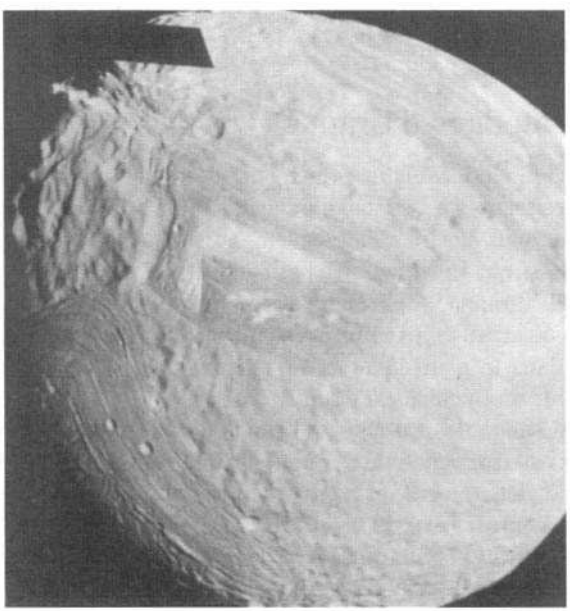


FIG. 10-10 – Miranda. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

spatiale suffisante pour permettre une détermination de leur diamètre et de leur forme. Celle-ci est irrégulière, avec un albédo compris entre 0,04 et 0,09, juste un peu supérieur à celui du système d'anneaux.

Cinq autres satellites avec orbites très éloignées d'Uranus ($> 7{,}5\ 10^6$ km, soit près de 300 rayons planétaires) ont été découverts entre 1997 et 1999. Le plus brillant est Sycorax. Caliban est le deuxième satellite découvert en 1997 ; Prospero, Setebos et Stephano sont les trois derniers membres de cette famille de satellites irréguliers. Un quatrième élément a été découvert en 2001.

10.1.4 Les satellites de Neptune

Neptune a onze satellites connus à ce jour (janvier 2003). Le plus massif d'entre eux est Triton, dont le diamètre excède 2 000 km. Les sept autres satellites sont petits et de forme irrégulière. Six d'entre eux, découverts par *Voyager 2*, sont situés à moins de 5 rayons planétaires de Neptune sur des orbites quasi circulaires et équatoriales. Ce sont, du plus près au plus lointain, Naiad, Thalassa, Despina, Galatea, Larissa et Proteus. Proteus a un rayon moyen de 208 km Larissa est un objet allongé (104 km × 89 km) et les quatre autres satellites ont respectivement, une dimension moyenne de 29, 40, 74 et 79 km avec un albédo de 0,06. Proteus a une surface très marquée par les impacts, y compris un grand bassin d'impact d'environ 250 km de diamètre, au centre duquel on a aperçu une structure concentrique. Le septième petit satellite, Néréide, découvert par Kuiper en 1949, est situé à l'extérieur du système de Neptune sur une orbite très elliptique ($e = 0{,}75$) et inclinée de 27° sur le plan équatorial de Neptune. Il s'agit vraisemblablement, comme dans le cas de Triton, d'un objet capturé. L'orbite irrégulière de Néréide est une indication qu'il s'agit d'un objet capturé. Trois autres satellites extérieurs ont été découverts en 2001.

Toutes les planètes géantes ont de nombreux satellites extérieurs. La plupart sont irréguliers, ce qui montre que les systèmes satellitaires sont beaucoup plus complexes que ce que l'on croyait ; leur structure témoigne des processus de formation des systèmes locaux, ainsi que de l'évolution avec capture d'astéroïdes, comètes, centaures, objets de Kuiper, provenant de l'ensemble du système solaire.

Triton

Triton, découvert en 1846, quelques semaines après Neptune, est situé à 14,6 rayons de la planète, sur une orbite quasi circulaire, rétrograde et fortement inclinée ($i = 157°$), ce qui suggère une origine par capture. La forte inclinaison de Triton, combinée à celle de Neptune par rapport à l'écliptique, induit des variations périodiques importantes et complexes du point subsolaire qui évolue à des latitudes comprises entre + 52° et – 52°. Triton est l'objet du système solaire le plus affecté par les effets saisonniers. L'orbite de Triton est synchrone, comme celle de la Lune, des satellites galiléens et de Titan.

La surface et l'atmosphère de Triton nous ont été révélées par la sonde *Voyager 2* lors de son survol de Neptune en 1989. Avant cette date, on avait détecté la présence de glaces CH_4 et N_2 par spectroscopie infrarouge depuis le sol, mais on ne possédait aucune information sur l'atmosphère du satellite. On ignorait aussi son diamètre exact et donc sa densité. Les mesures de *Voyager* ont déterminé une densité de 2,08 g/cm^3, une température de surface de 38 K et une pression de surface de 14 μbar. C'est la surface la plus froide, et aussi la plus brillante (a = 0,7) jamais mesurée dans le système solaire. L'atmosphère est constituée essentiellement de N_2 avec des traces de CH_4 au niveau de 0,01 %. La présence d'une atmosphère stable est exceptionnelle sur un objet de cette taille ; elle est rendue possible par la très basse température qui limite l'échappement gravitationnel.

Les images de la surface de Triton (voir fig. 10-11) ont, elles aussi, créé la surprise. Prises dans l'hémisphère sud, elles ont révélé la présence d'une vaste calotte polaire, avec au nord de cette calotte un terrain rugueux et ridé qui pourrait être le vestige d'une activité tectonique passée. La région sud, faiblement cratérisée, est jeune, tandis qu'à proximité de l'équateur, la densité de cratères,

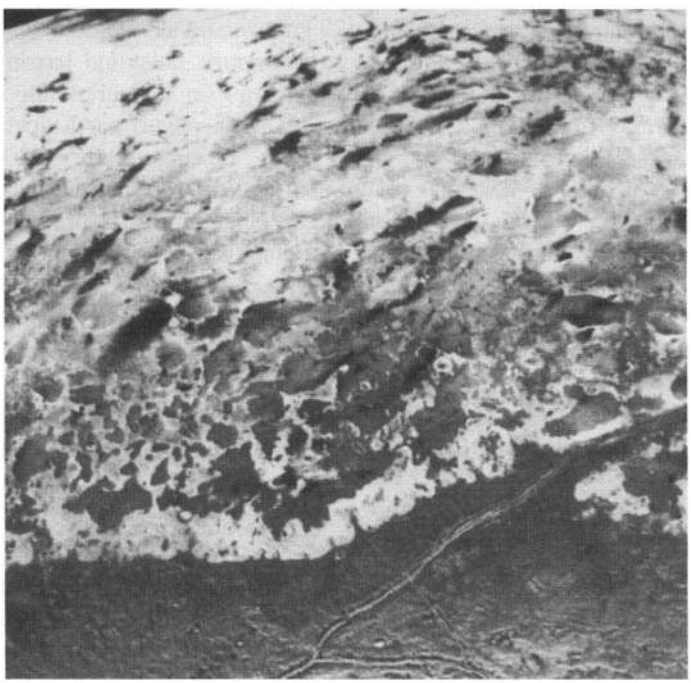


FIG. 10-11 – La surface de Triton observée par *Voyager 2*, le 25 août 1989, à proximité du pôle sud. On observe une cinquantaine d'émissions sombres, correspondant probablement à des éruptions gazeuses d'azote moléculaire, transportant des particules sombres qui sont ensuite entraînées par des vents saisonniers (NASA).

plus élevée, est comparable à celle des mers lunaires, âgées de trois milliards d'années. La composition chimique de la surface de Triton, déterminée par spectroscopie infrarouge depuis le sol, est constituée de glaces de N_2, H_2O, CO_2, CO et CH_4 (voir fig. 10-12). La pression atmosphérique de surface indique que les phases gazeuse et solide de l'azote sont en équilibre.

En dépit de sa faible densité, l'atmosphère de Triton présente des caractéristiques uniques dans le système solaire. Elle est constituée d'une troposphère qui s'élève jusqu'à 8 km d'altitude, où la température atteint un minimum. Elle est surmontée d'une thermosphère, dans laquelle la température augmente par conduction jusqu'à une altitude de 400 km, où l'ionisation intervient. *Voyager* a identifié dans la troposphère des traces d'aérosols, qui résultent probablement du méthane et des hydrocarbures produits par sa photodissociation. Des nuages d'azote ont également été observés par *Voyager* dans l'hémisphère sud, exposé actuellement au maximum d'ensoleillement.

Les effets climatiques, très marqués sur Triton, se traduisent par un cycle saisonnier faisant intervenir la condensation des deux constituants principaux, N_2 et CH_4, qui interviennent tous deux dans la composition des calottes polaires. On peut comparer cette situation à celle de Mars, avec N_2 et CH_4 sur Triton jouant respectivement le rôle de CO_2 et H_2O sur Mars. Comme dans le cas de Mars, on

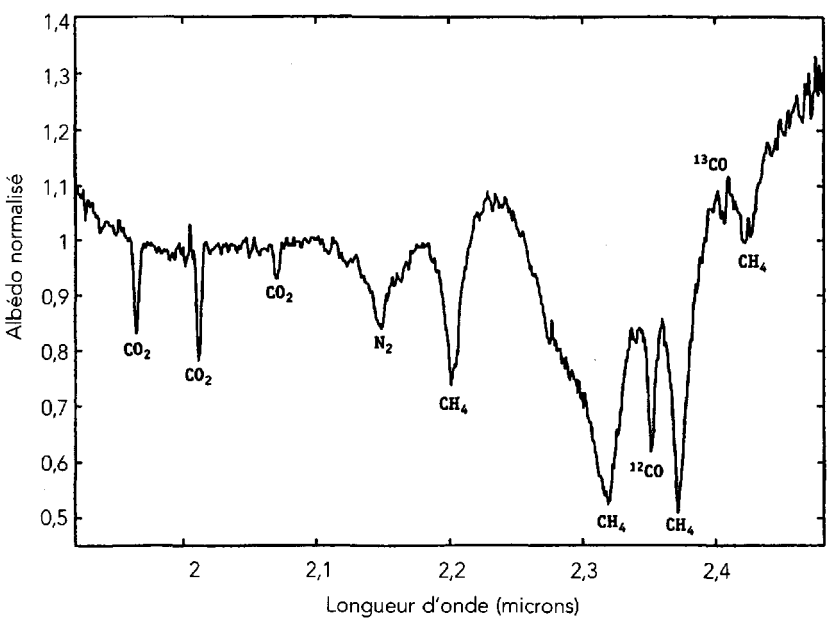


FIG. 10-12 – Le spectre de Triton, observé depuis le sol dans l'infrarouge proche, montrant la signature de divers types de glace. La glace H_2O est marginalement présente autour de 2 μm. (D'après D. P. Cruikshank *et al.*, *Ann. Rev. Earth Planet Sci.*, 25, 243, 1997.)

observe sur Triton des mouvements à grande échelle très importants. C'est ainsi que les images de *Voyager* ont détecté à la surface de Triton des plumes actives, qui se présentent comme des traînées noires, s'élevant verticalement jusqu'à une altitude de 8 km pour ensuite s'étirer vers l'ouest sur des distances allant jusqu'à 100 km. L'origine de ces plumes reste incertaine : elles pourraient être la signature d'un volcanisme actif ou de geysers activés par le rayonnement solaire.

En dehors de la mesure de sa densité, nous avons peu d'information sur la structure interne de Triton. Selon les modèles théoriques, il pourrait être constitué d'un noyau de métaux et de roches, entouré d'un manteau de glace d'eau, lui-même recouvert d'un mélange de glaces : H_2O, CO_2, peut-être CO et NH_3, enfin CH_4 et N_2, ces dernières se trouvant transportées dans les calottes selon le cycle saisonnier.

Quelle est l'origine de Triton ? Sa ressemblance frappante avec Pluton (voir section 10.2) plaide pour une origine commune. Nous savons aujourd'hui que Pluton est le plus gros représentant des objets de Kuiper (ou objets trans-neptuniens) qui orbitent au-delà de 30 ua du Soleil (voir section 10.2 et chapitre 12). Triton est donc vraisemblablement un objet de Kuiper capturé par Neptune ; le mécanisme de cette capture reste cependant mal compris.

10.2 Pluton et Charon

10.2.1 Historique

Pluton est la neuvième planète du système solaire, dans un classement croissant par demi-grand axe des orbites. Toutefois, son orbite est très fortement excentrique (e = 0,25), si bien qu'elle a été plus proche du Soleil que ne l'a été Neptune entre 1979 et 1998. Cela ne signifie pas que les orbites de Pluton et de Neptune se croisent, étant donné que celle de Pluton est fortement inclinée (de 17°) sur l'écliptique. Si l'on prend en compte le mouvement des planètes sur leurs orbites, et le fait que la période de Pluton (247,7 années tropiques) est égale à une fois et demie celle de Neptune, on calcule que Pluton ne se rapproche jamais de Neptune à moins de 16 ua. La distance entre Pluton et Uranus reste quant à elle supérieure à 10 ua, si bien que l'on peut exclure pour l'avenir toute collision de Pluton avec ces planètes. Le fait que la période des mouvements de Pluton et de Neptune soit en rapport simple (3:2) résulte d'une résonance dynamique qui correspond à une configuration stable : une modification de trajectoire sous l'effet d'une perturbation extérieure serait suivie d'un retour à l'équilibre caractéristique de l'état actuel.

Pluton a été découvert en 1930 par Tombaugh, dans le cadre de la recherche d'une nouvelle planète extérieure dont l'existence devait expliquer, par ses effets gravitationnels, les perturbations apparemment détectées dans les orbites de Neptune et d'Uranus. En fait, ces évaluations se sont révélées inexactes : la masse de Pluton est très largement insuffisante pour être responsable des pertur-

bations que l'on croyait discerner alors, et qui résulteraient simplement de l'imprécision des données orbitales disponibles au début du siècle. Observé depuis la Terre, Pluton a un diamètre apparent inférieur à un quart de seconde d'arc.

En 1978, Christy a découvert un satellite de Pluton, Charon, sous la forme d'une déformation de l'image habituelle de Pluton, présentant une excroissance dans une direction particulière. Depuis, l'observation de Pluton à haute résolution angulaire, de la Terre et avec le *HST*, a permis de préciser les caractéristiques orbitales de Charon. Celui-ci gravite à 17 rayons planétaires de Pluton en 6,39 jours, c'est-à-dire avec une période de révolution égale à la période de rotation de Pluton. La taille respective de Pluton et de Charon invite à parler de système double plus que d'une planète et de son satellite, à l'image du système Terre-Lune.

10.2.2 L'exploration du système Pluton-Charon

Le couple Pluton-Charon n'a pas été exploré par une mission spatiale dédiée ; ce sera peut-être le cas au cours de la prochaine décennie. Notre connaissance de ce système a néanmoins progressé de manière considérable au cours des vingt dernières années grâce à quatre sources de données : 1) les occultations mutuelles ; 2) une occultation stellaire par Pluton ; 3) l'imagerie à haute résolution angulaire avec le *HST* ; 4) la spectroscopie infrarouge depuis le sol.

Les occultations mutuelles résultent de la géométrie particulière du système. Tous les 124 ans (demi-période de révolution de Pluton) et pour une période de 5 ans, l'orbite de Charon est vue par la tranche depuis la Terre, ce qui donne lieu à des occultations mutuelles d'un objet par l'autre. Ce phénomène s'est produit en 1985-1990. Il a notamment permis une détermination précise de la masse totale du système, une estimation du diamètre de chaque corps. En 1988, une occultation stellaire par Pluton a mis en évidence l'existence d'une atmosphère stable, avec une pression de surface de quelques µbars (voire quelques dizaines de µbars). Les images du *HST* (fig. 10-13) ont permis de préciser le diamètre et de déterminer l'albédo des deux corps, et la spectroscopie infrarouge a fourni la composition chimique de leur surface.

Avec des diamètres d'environ 2 300 km et 1 210 km, Pluton et Charon ont des densités respectives estimées à 2,0 et de 1,75 g/cm^3 ; le rapport de masse des deux corps est de 8. Leur albédo est de 0,58 pour Pluton, 0,37 pour Charon. La spectroscopie infrarouge de leur surface a mis en évidence des glaces de N_2, CH_4, CO et H_2O dans le cas de Pluton, mais de H_2O seulement dans le cas de Charon (voir fig. 10-14). Pluton présente donc une similarité frappante avec Triton, tandis que Pluton et Charon apparaissent donc clairement différents, du point de vue de leur surface comme de leur intérieur.

10.2.3 Pluton : atmosphère et surface

Si la présence d'une atmosphère stable a été démontrée par l'expérience d'occultation stellaire en 1988, ce sont les mesures infrarouges des glaces du sol

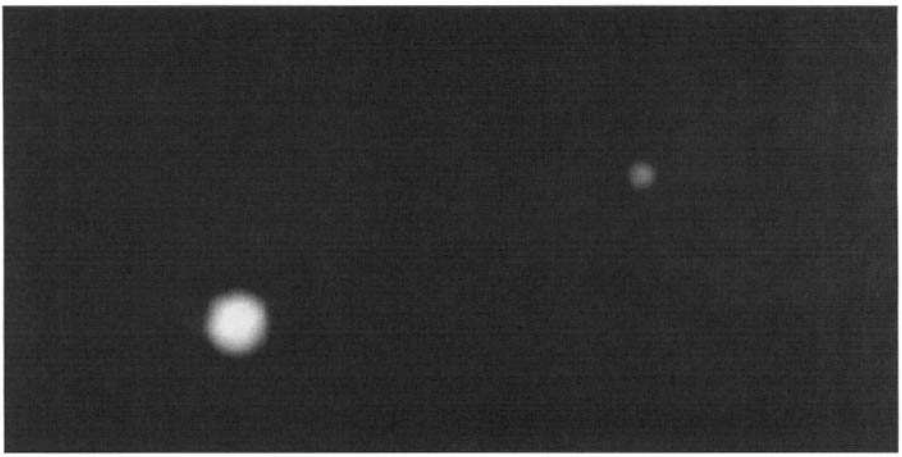


FIG. 10-13 – Le couple Pluton-Charon observé avec la Faint Object Camera du *HST* (NASA-ESA).

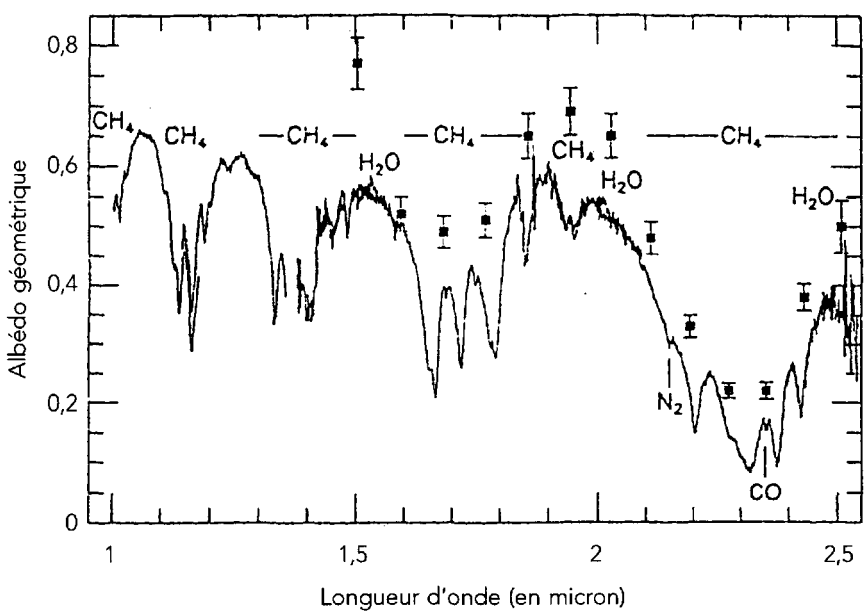


FIG. 10-14 – Le spectre de Pluton dans l'infrarouge proche, montrant la signature des glaces CH_4, N_2, CO et, plus marginalement, H_2O. (D'après D. P. Cruikshank *et al.*, *Ann. Rev. Earth Planet Sci.*, 25, 243, 1997.)

qui ont indiqué sa composition chimique. L'atmosphère de Pluton doit être, comme celle de Triton, composée majoritairement d'azote, le constituant le plus volatil parmi les différentes glaces détectées en surface. Le méthane gazeux, aussi détecté de façon spectroscopique, y est présent au niveau du pour-cent, et CO au niveau de 0,1 %. La courbe d'occultation stellaire a montré que l'atmosphère de Pluton était globalement isotherme au-dessus de la basse atmosphère, avec une valeur proche de 100 K ; le réchauffement par rapport à la température de surface (sans doute proche de 50 K) serait dû à l'absorption du rayonnement solaire par le méthane atmosphérique. L'épaisseur de la basse atmosphère, en dessous de cette couche isotherme, reste mal connue, ainsi que la pression de surface. Au premier ordre, celle-ci est compatible avec une atmosphère d'azote en équilibre avec sa phase solide. Il est à noter que l'atmosphère de Pluton n'est sans doute stable qu'à proximité du périhélie, dans les conditions observées en 1980-2000 ; lorsque Pluton est à l'aphélie, à une distance de 50 ua, la température de surface est trop basse pour que la sublimation des glaces de surface ne génère une atmosphère détectable.

La mesure de la température de surface de Pluton a fait l'objet de controverses, suite à une divergence observée entre les résultats infrarouges (obtenus avec le satellite *IRAS* : 55-60 K) et millimétriques (35-42 K). L'interprétation couramment admise est que la surface de Pluton est inhomogène et présente de forts écarts de température, avec des régions où la glace de N_2 se sublime (aux environs de 40 K) et des régions plus chaudes où elle est absente. L'inhomogénéité de la surface apparaît aussi par les courbes de lumière visible et infrarouge (cette dernière mesurée par *ISO*), ainsi que les images à haute résolution prises par le *HST* (fig. 10-15).

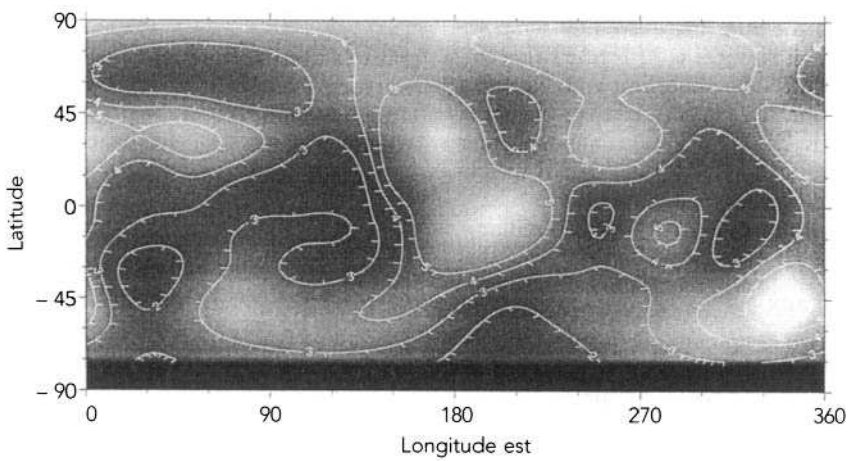


FIG. 10-15 – Cartographie de la surface de Pluton par le *HST*, montrant des contrastes allant jusqu'à un facteur 6. (D'après S. A. Stern *et al.*, *Astron. J.*, 113, 827, 1997.)

Les modèles théoriques de structure interne indiquent que Pluton est vraisemblablement différencié, compte tenu de sa masse (qui fixe l'amplitude de sa source radiogénique), de sa densité et de la présence de plusieurs types de glaces.

10.2.4 Charon

Le peu d'éléments dont nous disposons montrent néanmoins que Charon est très différent de Pluton. Dans le visible, sa surface est neutre, alors que celle de Pluton est plutôt rouge. En dehors de H_2O, la surface de Charon ne présente aucune signature de glace ; en particulier, la glace de méthane n'est pas détectée. Il en résulte que Charon n'a sans doute pas d'atmosphère stable, la glace d'eau ne se sublimant pas aux températures de surface attendues pour Charon (50-60 K, compte tenu de son albédo). Par ses propriétés de surface, Charon semble se rapprocher davantage des satellites d'Uranus que de Pluton.

10.2.5 L'origine du couple Pluton-Charon

La première théorie émise pour rendre compte de l'origine de Pluton est due à Lyttleton en 1936. Sur la base du croisement possible des orbites de Neptune et Pluton, Lyttleton émit l'idée que Pluton, comme Triton, était un satellite de Neptune formé dans la subnébuleuse de cette planète ; un rapprochement avec Triton l'aurait éjecté du système de Neptune et aurait aussi rendu l'orbite de Triton rétrograde. Cette théorie présente aujourd'hui plusieurs points faibles : 1) l'existence de Charon, ignorée à l'époque ; 2) la densité de Triton et de Pluton, apparemment trop élevée pour que les objets aient pu se former dans la subnébuleuse d'une planète géante ; 3) l'histoire orbitale de Neptune et de Pluton, qui montre que les trajectoires n'ont pas pu se rencontrer.

La découverte de la population des objets de Kuiper (voir chapitre 12) a apporté une nouvelle lumière au problème de l'origine du système Pluton-Charon. Les caractéristiques de Pluton (densité, composition de surface) plaident en faveur d'une formation dans la ceinture de Kuiper, à de grandes distances héliocentriques. L'existence du système Pluton-Charon, avec un rapport de masse de 8 seulement, suggère, comme dans le cas du système Terre-Lune, une formation suite à un ou plusieurs impacts majeurs. Pluton et le progéniteur de Charon sont vraisemblablement des objets de Kuiper dont l'orbite aurait évolué, suite aux perturbations gravitationnelles de Neptune, pour entrer finalement en résonance 3:2 avec l'orbite de Neptune. Une collision entre les deux corps aurait alors conduit au système actuel, l'orbite de Charon évoluant rapidement vers la rotation synchrone autour de Pluton.

Il est difficile d'évaluer la probabilité d'une telle collision. Les modèles suggèrent cependant que la ceinture de Kuiper a été, au moment de la formation d'Uranus et de Neptune, beaucoup plus peuplée qu'aujourd'hui. Les perturbations gravitationnelles dues à Neptune ont dû chasser la plupart des objets de la cein-

ture de Kuiper, et ont ainsi empêché l'accrétion ultérieure de Pluton en une planète plus volumineuse.

10.3 Les anneaux des planètes géantes

10.3.1 La formation des anneaux planétaires

Les anneaux sont constitués d'une myriade de grains et blocs rocheux de petites dimensions. Leur mouvement autour de chacune des planètes extérieures s'effectue sur des orbites qui sont toutes situées dans des plans très proches des plans équatoriaux planétaires. Ils constituent en conséquence des disques extrêmement plats, dont les propriétés essentielles sont déduites de celles de la lumière solaire qu'ils diffusent. L'observation par *Voyager* du système des anneaux de Saturne a montré à quel point la dynamique des anneaux est complexe, et ne peut en tout état de cause être comprise par la prise en considération du seul potentiel de gravitation de la planète centrale. Il faut y joindre celui des satellites et en particulier des petits satellites dont les orbites sont imbriquées dans les anneaux extérieurs. Toutefois, on peut expliquer assez simplement l'existence même des anneaux, ainsi que le fait qu'ils sont confinés au voisinage immédiat des planètes, c'est-à-dire que leur rayon extérieur est à l'intérieur de l'orbite des principaux satellites.

Dans le champ de gravitation d'une planète, un satellite est soumis à des forces plus intenses du côté faisant face à la planète, Cette force différentielle porte le nom de force de marée (voir section 1.1.5). Elle s'oppose aux forces de cohésion du satellite, résultant des forces de gravitation internes au satellite et des forces intramoléculaires non gravitationnelles, ou forces de cohésion mécanique. À mesure que le satellite se rapproche de la planète autour de laquelle il est en orbite, l'effet différentiel augmente : des distorsions mécaniques, ou marées, prennent naissance ; il existe une distance limite en deçà de laquelle la cohésion n'est plus assurée. Cette limite L_R, dite limite de Roche (voir section 1.1.6), peut s'exprimer simplement en fonction du rayon R de la planète et des densités ρ_p et ρ_s de la planète et du satellite : $L_R = 2{,}5 \times R \times (\rho_p/\rho_s)^{1/3}$. Lorsqu'un objet s'approche d'une planète à une distance inférieure à L_R, il se fragmente et donne naissance à des objets de plus petites dimensions. Leurs collisions violentes diminuent la taille moyenne des grains, qui viennent progressivement peupler un anneau de matière. Les collisions réduisent aussi la composante des vitesses perpendiculaire au plan équatorial de la planète et circularisent les orbites. Cette évolution traduit la diminution de l'énergie et la conservation du moment angulaire du nuage de particules. Les particules se retrouvent rapidement sur des orbites circulaires dans le plan de l'équateur. Hors du plan de l'équateur, l'orbite des particules précesse, c'est-à-dire pivote (voir section 1.1), ce qui provoque des collisions et ramènent les particules dans le plan équatorial.

Ce scénario de l'origine des anneaux, par la fragmentation de satellites ou de planétésimaux (voir chapitre 4) passant dans la limite de Roche, n'est pas le seul

possible. On peut envisager une autre hypothèse, selon laquelle l'existence des anneaux résulterait au contraire de l'impossibilité de faire croître des satellites par accrétion de grains à l'intérieur de la limite de Roche. Lors de la formation des planètes géantes, l'évolution dynamique du nuage de gaz et de grains, soumis au champ de gravitation des protoplanètes centrales, fut marquée par la précipitation d'une grande quantité de ce matériau dans les plans équatoriaux, si l'on en croit les modèles numériques prenant en compte l'effet des collisions inélastiques. De la sorte, les planètes n'auraient pas consommé la totalité du matériau initial, qui se serait concentré en disques de matière pulvérulente. Des satellites se seraient formés par le jeu de collisions à faibles vitesses relatives, donnant naissance à des blocs rocheux de quelques millimètres à quelques mètres. Ensuite, l'attraction gravitationnelle entre blocs aurait permis d'accélérer le processus, pour aboutir à la formation de satellites de plusieurs dizaines de kilomètres au moins. Toutefois, la croissance de ces protosatellites aurait été contrariée par l'attraction différentielle de la planète centrale. Sous l'effet dominant de ces marées, la croissance des satellites aurait avorté, jusqu'à une distance à la planète voisine de la limite de Roche. C'est ainsi qu'on trouverait aujourd'hui des zones bien distinctes pour les satellites loin de la planète centrale, et pour les anneaux à de plus faibles distances.

Il est très difficile de savoir l'âge et le mode de formation des anneaux mais on peut estimer l'échelle de temps des mécanismes qui les modifient. Les anneaux de poussière, c'est-à-dire les anneaux de Jupiter, de Neptune et les anneaux G, E, de Saturne, ont une dynamique particulière. Les particules des anneaux sont soumises à deux effets :

– la pression de radiation solaire, qui pousse les particules vers l'extérieur du système solaire. Comme elle est proportionnelle à la surface du grain, alors que l'attraction gravitationnelle est proportionnelle à son volume, la pression de radiation est particulièrement efficace sur les particules de petite taille, de l'ordre du micromètre.

– l'effet Poynting-Robertson résulte de ce qu'une particule en orbite autour du Soleil reçoit le rayonnement solaire selon cet axe mais le rayonne de manière isotrope dans son propre repère. Il en découle un rayonnement préférentiel vers l'avant (les photons voyant leur fréquence augmentée du fait de la vitesse de la particule) qui se traduit par une perte d'énergie de la particule. Cette forme de freinage, qui diminue continûment l'excentricité de la trajectoire elliptique du grain, tend à la rendre circulaire et conduit finalement à une trajectoire spirale. On calcule ainsi qu'un grain d'un micromètre soumis à l'effet Poynting-Robertson seul tomberait sur le Soleil en quelques milliers d'années. En pratique, les grains de taille micrométrique sont plus sensibles à la pression de radiation qui les expulse vers l'extérieur du système solaire. L'effet Poynting-Robertson est donc surtout important pour les particules de taille centimétrique.

Les particules qui composent les anneaux planétaires sont freinées par effet Poynting-Robertson ou éjectées du système d'anneaux par pression de radia-

tion. Leur durée de vie est très courte (quelques millions d'années). Les anneaux sont donc en permanence ré-alimentés par de la poussière issue de satellites. Les arcs de Neptune sont aussi des structures qui évoluent sur des échelles de temps très courtes, puisqu'un nouvel arc est apparu en quelques années. Il est probable qu'ils sont créés par des collisions entre des grosses particules. Les arcs visibles pourraient être la visualisation par des poussières de collisions entre des corps non détectés. Les anneaux de poussière sont donc des structures transitoires, associées aux satellites.

Les anneaux d'Uranus et de Saturne ont une structure différente : ils sont composés de grosses particules beaucoup moins sensibles aux forces non gravitationnelles. Ils subissent cependant des processus d'érosion, pression de radiation, impacts de météorites, freinage par l'exosphère de la planète. Le calcul de l'échelle de temps de ces phénomènes pour les anneaux d'Uranus montre que les particules sont détruites en quelques millions d'années, soit beaucoup moins que l'âge du système solaire.

Les particules des anneaux de Saturne sont très brillantes. Si elles avaient plus de 100 millions d'années, elles auraient été assombries par le matériau météoritique qui bombarde les anneaux. Par ailleurs, les interactions entre le bord de l'anneau A et les satellites Prométhée et Janus se traduisent par un éloignement du satellite sur une échelle de temps de 10 millions d'années. Ces calculs montrent que les anneaux, tels que nous les voyons aujourd'hui, ont fortement évolué depuis la formation du système solaire. Ils ont probablement été détruits et recréés plusieurs fois depuis l'origine du système solaire sur une échelle de temps de quelques dizaines de millions d'années.

10.3.2 Les anneaux de Jupiter

Les anneaux de Jupiter ont été découverts le 4 mars 1979 par *Voyager 1*. Cette détection photographique a été réalisée grâce à une longue exposition, dans un champ visuel légèrement décalé par rapport à la planète elle-même, destinée à la mise en évidence d'éventuels petits satellites intérieurs à l'orbite d'Amalthée. L'extrémité des anneaux est alors apparue sous la forme d'une traînée blanchâtre (voir fig. 10-16), dont le détail montre qu'elle provient de la juxtaposition de six segments correspondant chacun à la trace du plan des anneaux : au cours de cette longue pose, *Voyager 1* a effectué un lent mouvement d'oscillation, vraisemblablement sous l'effet du champ magnétique local, contraint par le système de pointage 3 axes. L'allure des images des étoiles du champ témoigne également de ce mouvement : elles ont la forme de lignes brisées contenant six motifs périodiques. Trois mois plus tard, *Voyager 2* arrivant au voisinage de Jupiter a inscrit à son programme scientifique une meilleure caractérisation de cet anneau, par des observations loin du plan équatorial dans de bonnes conditions de visibilité.

La difficulté principale que l'on rencontre dans l'observation de ces anneaux depuis la Terre tient à ce qu'ils ne s'étendent qu'à 53 000 km du sommet des

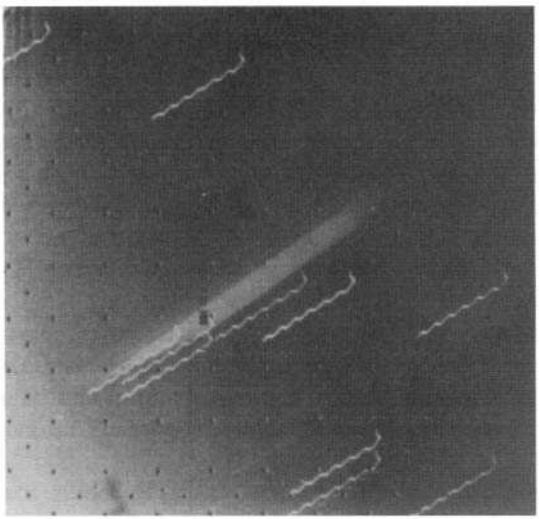


FIG. 10-16 – Découverte de l'anneau de Jupiter. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

nuages de l'atmosphère de Jupiter, c'est-à-dire à moins de deux rayons joviens du centre de la planète, et que la lumière solaire qu'ils diffusent est extrêmement ténue, en comparaison avec la luminosité de Jupiter. Ce n'est que dans des domaines spectraux très étroits, où l'atmosphère est opaque, qu'on a réalisé, depuis, l'observation des anneaux à partir du sol.

Voyager 2, puis *Galileo*, ont mis en évidence trois composantes principales dans le système des anneaux de Jupiter (voir fig. 10-17). L'anneau extérieur est le plus brillant, quoique son épaisseur optique demeure très faible, voisine de 10^{-7}. Il s'étend sur 6 000 km, entre un bord extérieur très contrasté à 1,81 R_J (R_J est le rayon de Jupiter) et une limite plus diffuse à 1,72 R_J. À l'intérieur s'étend une zone plus ténue : le halo, d'épaisseur optique 10^{-6}, depuis 1,72 R_J jusqu'à l'atmosphère supérieure de Jupiter. Un « anneau fantôme » encore moins dense entoure l'ensemble. Il semble que l'épaisseur des anneaux ne dépasse pas quelques dizaines de kilomètres.

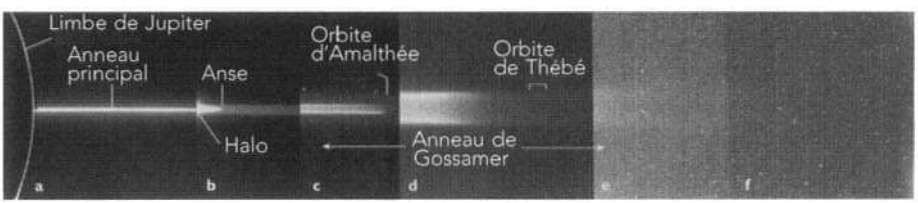


FIG. 10-17 – Mosaïque d'images des anneaux de Jupiter prises par *Galileo* en diffusion vers l'avant, alors que la sonde se trouvait dans l'ombre de la planète. (NASA.)

Vus à contre-jour, c'est-à-dire en lumière diffusée vers l'avant, les anneaux sont vingt fois plus brillants qu'en lumière réfléchie. Cela est attribué à la présence dominante de particules de dimension inférieure à une dizaine de micromètres. De telles particules ont une durée de vie très brève dans l'environnement de Jupiter, tout à la fois par suite des effets dynamiques (force Poynting-Robertson, force électromagnétique) et de l'érosion (bombardement ionique et micro-météoritique, collisions). On est donc conduit à considérer que les anneaux de Jupiter sont constamment approvisionnés en nouveaux grains. L'étude des images de *Galileo* montre que les particules viennent des quatre petits satellites, d'une part Thébée et Amalthée pour l'anneau fantôme, et d'autre part Métis et Adrastée pour l'anneau principal et le halo.

10.3.3 Les anneaux de Saturne

Galilée a découvert que Saturne était entouré d'objets intrigants : d'abord interprétés comme deux satellites, symétriques par rapport à la planète, ces objets ne présentaient pas de mouvement relatif apparent, et leur luminosité variait d'année en année. En 1654, soit quarante-quatre ans plus tard, Huygens proposait l'explication en termes d'un anneau solide de matière, situé dans le plan équatorial de Saturne : la variation d'aspect résultait du mouvement de l'équateur de Saturne par rapport à la Terre. *Cassini* découvrit peu après, en 1675, que cet anneau n'était pas homogène, mais séparé en deux anneaux A et B par une division qui porte depuis lors son nom. Un anneau C, intérieur, fut découvert en 1850. C'est Laplace qui montra, en 1785, qu'un anneau solide ne serait pas stable sous l'effet des forces de marée. Maxwell émit ensuite l'idée selon laquelle les anneaux seraient constitués de grains individuels en rotation différentielle. Cette idée obtint une vérification expérimentale à la fin du XIX^{e} siècle, grâce à la mesure des vitesses de rotation par effet Doppler : les périodes de rotation des grains dépendent de la distance à Saturne, selon les prédictions de la troisième loi de Kepler. Ce n'est qu'au cours des vingt dernières années que des modèles ont réussi à décrire l'origine et l'évolution des anneaux, en particulier sous l'effet des collisions entre grains, à l'image de celles du système solaire dans son ensemble.

L'arrivée des sondes *Voyager* a bouleversé la discipline, par suite de la résolution des images obtenues et de la possibilité d'observer les anneaux par diffusion et par réflexion, dans des conditions irréalisables depuis la Terre. Des anneaux de plus en plus ténus ont été découverts, tant à l'intérieur de l'anneau C, où l'existence d'un anneau D a été confirmée, qu'à l'extérieur de l'anneau A (voir fig. 10-18) : l'anneau E, le plus éloigné, s'étend au-delà de la limite de Roche. L'anneau F, au contraire, n'est qu'à 4 000 km de l'anneau A. L'anneau G est intermédiaire. Alors que les épaisseurs optiques des anneaux A et B sont voisines de l'unité, celle de l'anneau E n'est que de quelque 10^{-7}.

Les résultats les plus spectaculaires ne concernent pas la découverte de nouveaux anneaux mais leur structure très riche. À la résolution des images, les anneaux apparaissent non plus comme des zones de brillance relativement homo-

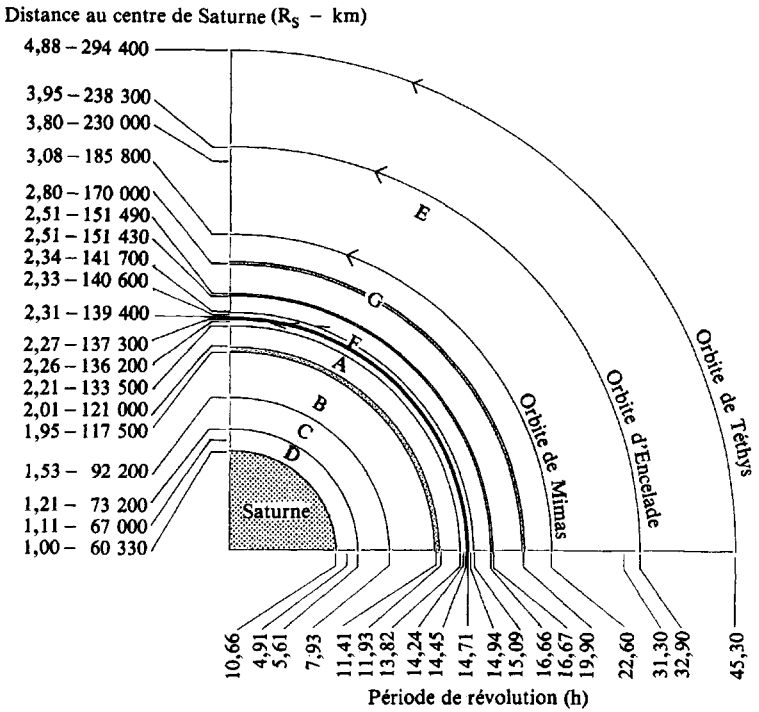


FIG. 10-18 – Les anneaux de Saturne. (D'après A. Brahic, « Saturne », *Le Grand Atlas Universalis de l'Astronomie*, *ibid.*)

gène, mais sous la forme de milliers d'anneaux concentriques très fins, clairement distincts optiquement (voir fig. 10-19). Il en va de même de la division de *Cassini*, qui n'est pas vide de grains mais également remplie d'une multitude d'anneaux, lesquels ne sont visibles que dans des conditions d'éclairement appropriées. Par ailleurs, alors que l'on s'accordait à considérer que les anneaux étaient essentiellement circulaires et de densité uniforme, on a mis en évidence des anneaux fortement excentriques, des anneaux torsardés, des hétérogénéités locales de concentration, tout un ensemble de rayons sombres par réflexion et claires par diffusion, qui évoluent très rapidement dans le temps. D'une longueur pouvant dépasser 10 000 km, ils apparaissent en quelques minutes et durent quelques dizaines d'heures au plus. Il pourrait s'agir de petites particules (submicroniques) soulevées lors des orages magnétiques.

De même que certains anneaux s'étendent au-delà de la limite de Roche, on a découvert des petits satellites en deçà de cette limite. À l'exception de ces quelques gros objets, les blocs qui constituent les anneaux sont de taille inférieure au kilomètre. Cette dimension correspond non seulement à l'épaisseur maximale des blocs mais également à celle du disque lui-même que constitue l'ensemble des

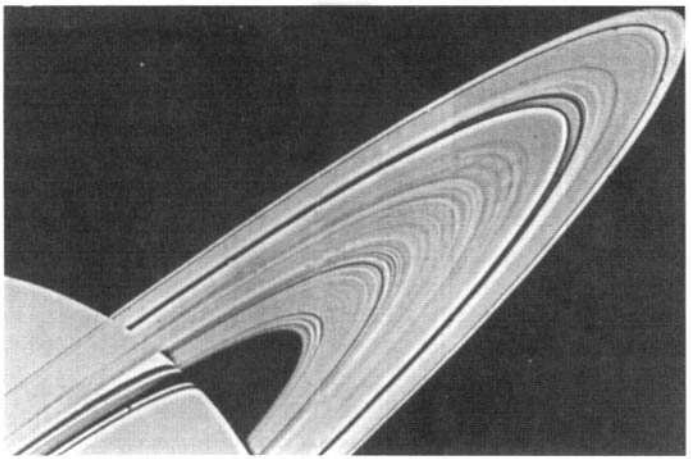


FIG. 10-19 – Les anneaux de Saturne vus par *Voyager 1*. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

anneaux : l'évolution dynamique des anneaux conduit à un confinement planaire d'une étonnante efficacité, si l'on compare l'épaisseur du disque à son diamètre, de l'ordre de 300 000 km.

On connaît encore mal la distribution en taille des particules. La plupart des particules ont une taille allant de l'ordre du centimètre au mètre. Comme dans le cas des anneaux de Jupiter, la présence de grains de petites dimensions, dont la durée de vie dans l'environnement de Saturne est brève, suppose l'existence de réservoirs et un renouvellement permanent. D'une manière plus générale, les anneaux, qui constituent vraisemblablement une structure macroscopiquement stable à l'échelle de l'âge des planètes elles-mêmes, subissent une évolution dynamique sur une très petite échelle de temps. En particulier, les interactions gravitationnelles avec les petits satellites sont responsables de variations temporelles, d'hétérogénéités locales de densité, d'irrégularités de structure et d'ondes spirales de densité. On a pu montrer que l'ensemble de ces interactions, opérant sur des grains subissant des collisions perpétuelles, conduit finalement à un confinement stable de ces grains.

La composition chimique des grains apparaît, quoique très qualitativement, au travers des propriétés optiques et de leurs variations avec l'angle de phase. En premier lieu, l'albédo élevé est un indice en faveur de grains recouverts de manteaux de glace, ce qui est en accord avec la faible température des anneaux, qui varie de 70 à 90 K en fonction de l'ensoleillement, ainsi qu'avec la faible densité des satellites de Saturne. En second lieu, des variations importantes de couleur apparaissent entre les anneaux, sans qu'il n'ait été encore possible de les relier à la composition chimique des grains. Elles indiquent en revanche que le transport des grains, d'un anneau à l'autre, n'est pas un processus dominant, ce qui confirme la grande stabilité du système des anneaux de Saturne (fig. 10-20).

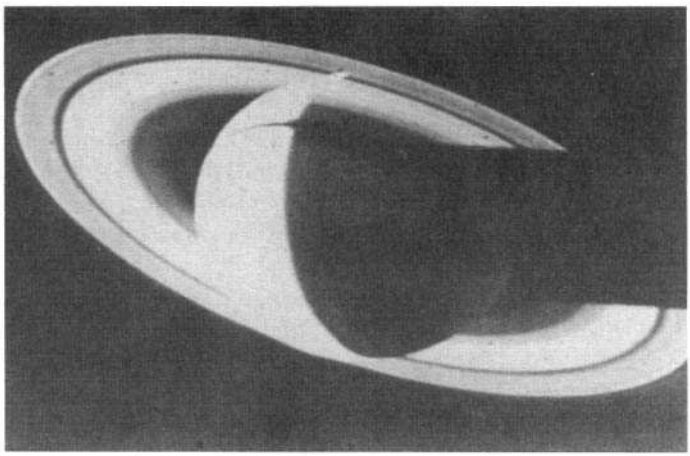


FIG. 10-20 – Saturne et son système d'anneaux vus par la sonde *Voyager*, alors que la sonde s'éloigne de la planète. (Avec l'aimable autorisation de la NASA.)

10.3.4 Les anneaux d'Uranus

Les anneaux d'Uranus ont été découverts le 10 mars 1977, lors d'une occultation stellaire par la planète (fig. 10-21). Ils ont été étudiés depuis par la même méthode, la première photographie directe ayant été prise en 1984 depuis l'observatoire de Las Campañas au Chili, à l'aide de la caméra très sensible devant être installée ultérieurement au foyer du Télescope spatial. Au total, on a ainsi identifié neuf anneaux très étroits, se situant entre 42 000 et 52 000 km du centre de la planète. Ils sont dénommés, par distance croissante à Uranus, tout d'abord par numéro : 6, 5, 4 puis par des lettres grecques α, β, ν, γ, δ et ϵ. Tous ont une largeur inférieure à 100 km, et huit d'entre eux une largeur inférieure à 10 km. Leur albédo est particulièrement faible, inférieur à 5 %.

Lors du survol d'Uranus par la sonde *Voyager 2*, le 24 janvier 1986, de nombreuses informations complémentaires ont été obtenues. On a mis en évidence deux petits satellites de part et d'autre de l'anneau principal, ϵ, qui apparaît ainsi très similaire à l'anneau F de Saturne, découvert par *Voyager 1* en décembre 1981. Cet anneau ϵ a une largeur moyenne de trente-six kilomètres. Il semble constitué en majorité de grains de grandes dimensions, c'est-à-dire de plusieurs mètres, ce qui le distingue des anneaux de Saturne.

Voyager 2 a également découvert deux nouveaux anneaux : un dizième anneau, très étroit, situé entre les anneaux ϵ et δ, et un onzième anneau, plus diffus, à l'intérieur de l'anneau 6 qui était le plus proche des neuf anneaux précédemment connus.

Le très faible albédo du matériau constitutif des anneaux pourrait être dû à la présence de polymères organiques, qui résulterait de l'irradiation par les vents magnétosphériques de grains de glace contenant des hydrocarbures.

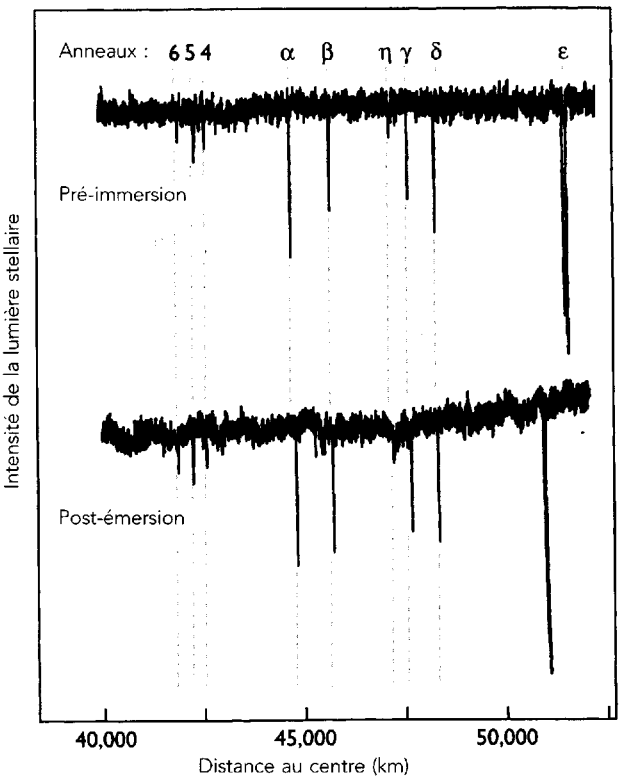


FIG. 10-21 – Courbe de lumière de l'occultation de l'étoile SAO158687 par Uranus qui a permis la découverte des 9 anneaux, le 10 mars 1977. Les anneaux, presque circulaires, provoquent des baisses de flux de l'étoile. (D'après J. A. Burns, in *The New Solar System*, *ibid.*)

10.3.5 Les anneaux de Neptune

Après la découverte des anneaux d'Uranus par occultation stellaire, la même technique a été appliquée pour rechercher des anneaux autour de Neptune. En 1984, deux équipes ont enregistré au voisinage de Neptune la présence d'un objet semi-transparent de 15 km de large. La séparation de 100 km entre les observatoires assurait que l'objet détecté avait au moins cette longueur. Il ne pouvait donc s'agir d'un satellite. De plus, aucune extinction n'était enregistrée de l'autre côté de la planète, où un anneau complet aurait coupé le trajet de l'étoile. On interpréta donc la mesure par la présence d'un anneau incomplet, structure instable si elle est isolée. En effet, dans un anneau, la différence de demi-grand axe entre les particules des deux bords génère un différentiel de vitesse qui étale rapidement les particules sur un anneau complet. En 1989, *Voyager 2*, reprogrammé pour

observer ces structures, observa quatre anneaux étroits, diffus et constitués de poussière de l'ordre du micron (voir fig. 10-22). Les anneaux étroits Adam et Le Verrier ont des rayons de 62 932 km et 53 200 km. L'anneau Lassell, large de 4 000 km, s'étend vers l'extérieur, entre Le Verrier et l'anneau Arago. Un anneau très diffus pourrait partager l'orbite du satellite Galatéa, 980 km à l'intérieur de l'anneau Adams.

Sur l'anneau Adams, se superposent trois arcs qui couvrent à peu près 40 degrés de longitude et dont l'opacité explique bien les événements observés au cours des occultations stellaires. Ces trois arcs sont appelés Liberté, Égalité Fraternité (fig. 10-23).

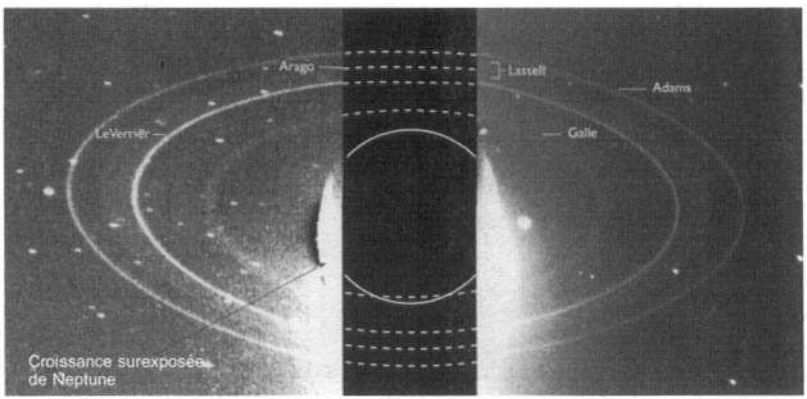


FIG. 10-22 – Système d'anneaux de Neptune, observés en diffusion vers l'avant par *Voyager 2*. (NASA.)

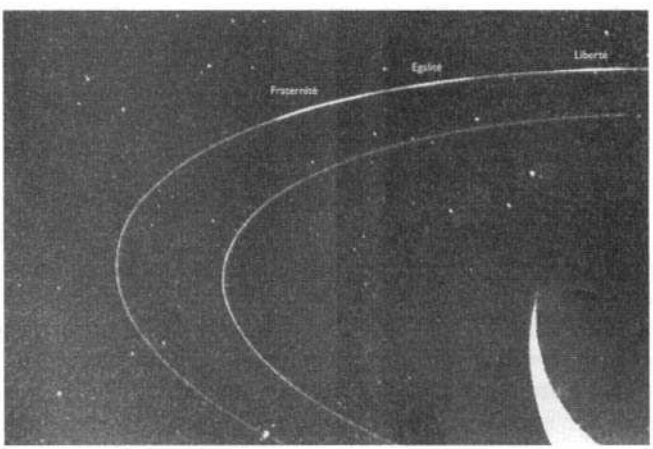


FIG. 10-23 – Image à longue pose des deux anneaux extérieurs de Neptune et des 3 arcs superposés sur l'anneau Adams. (D'après J. A. Burns, in *The New Solar System*, *ibid.*)

L'anneau Adams se trouve à proximité de la résonance de moyen mouvement 42:43 avec le satellite Galatéa, c'est-à-dire que l'anneau fait exactement 42 révolutions autour de la planète quand le satellite en fait 43 (voir section 1.1 du chapitre premier).

La stabilité des arcs de Neptune serait expliquée par des interactions résonantes avec ce satellite, qui a une orbite à la fois inclinée et excentrique.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Chapitre 11

Les comètes

NOTRE CONNAISSANCE des comètes date de la plus haute Antiquité. Certaines d'entre elles comptent, ou ont compté, parmi les objets les plus spectaculaires du système solaire, et elles ont fait l'objet d'études innombrables. Le mystère de leur origine, le caractère souvent imprévisible de leur apparition, leur mouvement longtemps inexpliqué sur la sphère céleste, enfin la nature changeante de leur aspect, tout cela a contribué à développer une légende, voire une réelle superstition, autour de ces objets. Depuis l'Antiquité, la chronique nous rapporte qu'en de multiples occasions, les comètes furent présentées comme de funestes présages, annonciatrices de catastrophes (guerres, famines, épidémies) ou de mort pour d'illustres personnages. Ces superstitions eurent la vie dure, et subsistèrent bien après que leur trajectoire et le retour périodique de certaines d'entre elles eurent été expliqués par Halley, à partir des équations de la mécanique céleste, au début du XVIII^{e} siècle. Ayant perdu une bonne partie de leur mystère, les comètes n'en demeurent pas moins des objets d'étude fascinants pour les scientifiques. Les comètes nous apparaissent maintenant comme des vestiges intacts de la matière primitive du système solaire, dont l'analyse présente un intérêt unique pour l'étude des conditions physico-chimiques de la nébuleuse protosolaire.

Notre connaissance des comètes a connu un progrès considérable au cours des vingt dernières années, notamment à l'occasion de l'apparition de la comète de Halley en 1986. Cet événement fut suivi par cinq sondes spatiales ainsi que par une intense campagne d'observations menées depuis le sol. Le développement simultané des techniques d'observations infrarouges et millimétriques a permis d'enrichir considérablement notre connaissance de la physique cométaire. Enfin, les apparitions successives de deux comètes non périodiques, exceptionnellement brillantes, Hyakutake en 1996 et Hale-Bopp en 1997, ont fourni aux scientifiques une base de données très riche. Celle-ci a encore été complétée par le survol, en septembre 2001, de la comète Borrelly par le satellite *Deep Space 1*. Le lancement de la mission américaine *Stardust* (voir chapitre 13) et le développement par l'Agence spatiale européenne de la

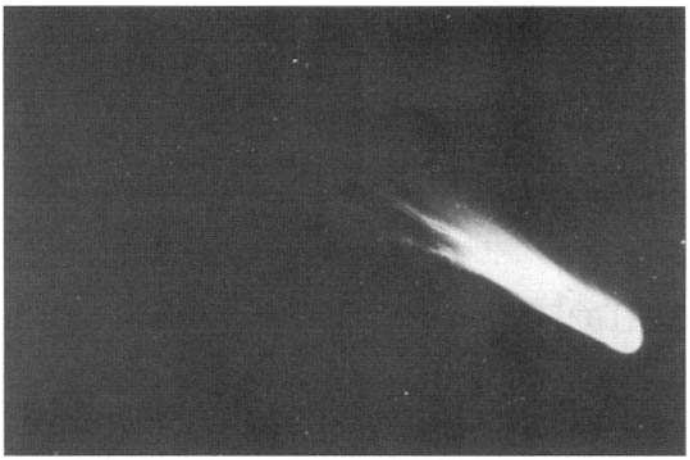


FIG. 11-1 – La comète Mrkos, photographiée en 1957.

mission spatiale *Rosetta*, destinée à l'exploration d'une comète, prévue pour le début de la prochaine décennie, illustrent l'importance de la physique cométaire pour notre compréhension de l'origine du système solaire.

11.1 Nomenclature des comètes

Le nombre des comètes observées augmente rapidement ; c'est la raison pour laquelle l'Union astronomique internationale (UAI) a adopté un système de nomenclature précis. Celui que nous utilisons actuellement a été mis en vigueur au 1er janvier 1995. Lorsqu'un objet est observé lors d'un premier ou d'un nouveau passage, on lui donne une appellation provisoire, qui comporte le millésime de l'année, suivi d'une lettre indiquant le demi-mois de découverte, suivi d'un numéro indiquant l'ordre de découverte dans le demi-mois (par exemple : 1995D3). La nature de l'objet peut être indiquée par un préfixe : A/ pour les astéroïdes, C/ pour les comètes, P/ pour les comètes de période inférieure à 200 ans. Lorsque la comète se révèle être périodique, on fait précéder son nom d'un numéro séquentiel comme dans le cas des astéroïdes (par exemple : 1P/Halley). De plus, les comètes portent le nom de leur(s) premier(s) découvreur(s), suivi éventuellement d'un numéro d'ordre dans le cas de découvertes successives (par exemple : Shoemaker-Levy 9). On connaît à ce jour plusieurs milliers de comètes ; beaucoup d'entre elles ont été découvertes lors des sondages profonds systématiques réalisés en infrarouge depuis l'espace *(IRAS)* ou le sol *(DENIS)*.

Tableau 11-1
Les comètes « non périodiques » les plus connues

(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)
C/1577 V1	1577 I		27 oct. 1577	0,178	1,0	
C/1680 V1 Comète de Kirch	1680		18 déc. 1680	0,0062	1,000	
C/1729 P1 Comète de Sarabat	1729		16 juin 1829	4,05	1,0	
C/1743 X1 Comète de Chéseaux	1744		1er mars 1744	0,222	1,0	
D/1770 L1 Lexell	1770 I		14 août 1770	0,67	0,786	5,6
C/1811 F1 Grande comète	1811 I		12 sept. 1811	1,04	0,995	
C/1819 N1 Grande comète	1819 II		28 juin 1819	0,342	1,0	
C/1843 D1 Grande comète de mars	1843 I		27 fév. 1843	0,0055	0,999	513
C/1858 L1 Donati	1858 VI		30 sept. 1858	0,58	0,996	
C/1861 J1 Grande comète	1861 II		12 juin 1861	0,82	0,985	409
C/1864 N1 Tempel	1864 II		16 août 1864	0,91	0,996	
C/1868 L1 Winnecke	1868 II		26 juin 1868	0,58	1,0	
C/1874 H1 Coggia	1874 III	1874c	9 juil. 1874	0,68	0,998	
C/1881 K1 Grande comète	1881 III	1881b	16 juin 1881	0,73	0,996	
C/1882 R1 Grande comète de septembre	1882 II	1882b	17 sept. 1882	0,00775	0,9999	759
C/1887 B1 Grande comète du sud	1887 I	1887a	11 janv. 1887	0,0048	1,0	
C/1901 G1 Grande comète	1901 I	1901a	24 avr. 1901	0,245	1,0	
C/1907 L2 Daniel	1907 IV	1907d	4 oct. 1907	0,512	0,999	
C/1908 R1 Morehouse	1908 III	1908c	26 déc. 1908	0,945	1,0007	
C/1910 A1 Grande comète de janvier	1910 I	1910a	17 janv. 1910	0,129	0,9999	
C/1911 O1 Brooks	1911 V	1911c	28 oct. 1911	0,49	0,997	
C/1927 X1 Skjellerup-Maristany	1927 IX	1927k	18 déc. 1927	0,176	0,9998	
C/1940 R2 Cunningham	1941 I	1940c	16 janv. 1941	0,368	1,0005	
C/1947 X1 Comète du sud	1947 XII	1947n	2 déc. 1947	0,110	0,9995	
C/1948 V1 Comète de l'éclipse	1948 XI	1948l	27 oct. 1948	0,135	0,99994	
C/1956 R1 Arend-Roland	1957 III	1956h	8 avr. 1957	0,316	1,0002	
C/1957 P1 Mrkos	1957 V	1957d	1er juil. 1957	0,355	0,9994	
C/1969 Y1 Burnham	1960 II	1959k	29 mars 1960	0,355	0,9994	
C/1961 R1 Humason	1962 VIII	1961e	10 déc. 1962	2,13	0,990	
C/1965 S1 Ikeya-Seki	1965 VIII	1965f	21 oct. 1965	0,00779	0,99992	
C/1969 Y1 Benett	1970 II	1969i	20 mars 1970	0,538	0,996	
C/1973 E1 Kohoutek	1973 XII	1973f	28 déc. 1973	0,142	1,000	
C/1975 V1 West	1976 VI	1975n	25 fév. 1976	0,197	1,000	
C/1980 E1 Bowell	1982 I	1980b	12 mars 1982	3,364	1,057	
C/1983 J1 Sugano-Saigusa-Fujikama	1983 V	1983e	1er avr. 1983	0,471	1,000	
C/1983 H1 IRAS-Araki-Alcock	1983 VII	1983d	21 mai 1983	0,991	0,990	
C/1983 O1 Cernis	1983 XII	1983l	21 juil. 1983	3,33	1,002	
C/1986 P1 Wilson	1987 VII	1986l	20 avr. 1987	1,200	1,0003	
C/1989 X1 Austin	1990 V	1989c1	10 avr. 1990	0,350	1,0002	
C/1990 K1 Levy	1990 XX	1990c	24 oct. 1990	0,939	1,0004	
D/9 F2 1993 Shoemaker-Levy 9	1994 X	1993e				
C/1996 B2 Hyakutake			1er mai 1996	0,230	0,9998	9 000
C/1995 O1 Hale-Bopp			1er avr. 1997	0,914	0,995	2 400

(a) Désignation officielle.
(b) Ancienne désignation.
(c) Désignation provisoire.
(d) Date de passage au périhélie.
(e) Distance (ua) du périhélie.
(f) Excentricité.
(g) Période (année).
(D'après J. Crovisier, *Encycl. Astron. Astrophys.*, IOPP/Nature, 2001.)

11.2 Les orbites des comètes et le problème de leur origine

Comme nous l'avons vu, la trajectoire d'une comète – comme celle de tout corps soumis au champ de gravitation solaire – est une conique que l'on décrit par ses éléments orbitaux (voir section 1.1 et fig. 1-2) :

- l'instant T du passage au périhélie ;
- la distance q de la comète au périhélie ;
- l'argument ω du périhélie ;
- la longitude Ω du nœud ascendant ;
- l'inclinaison i du plan de l'orbite ;
- l'excentricité e de la conique.

La première détermination de l'orbite d'une comète nouvelle est en principe possible à partir de trois mesures astrométriques de la comète, si celles-ci sont bien réparties dans le temps. Comme la plupart des nouvelles comètes ont des trajectoires quasi paraboliques, on commence par un calcul dans lequel e est pris égal à 1. À partir des observations successives de l'objet, on affine les paramètres puis, quand on possède des mesures s'étendant sur des périodes de plusieurs mois, on peut mettre en évidence des écarts à la courbe parabolique et calculer l'excentricité ; on doit alors introduire les perturbations dues aux planètes. On peut ainsi prévoir les trajectoires des comètes et les apparitions à venir dans les quelques dizaines d'années qui suivent. Dans le cas des comètes périodiques bien connues, les positions peuvent être calculées avec une précision de quelques secondes d'arc ; par exemple, P/Halley a été redécouverte en octobre 1982 à la magnitude 24, à moins de dix secondes d'arc de la position théorique, calculée à partir des observations réalisées lors de toutes les apparitions antérieures.

La prise en compte des perturbations dues aux planètes dans les orbites cométaires a également permis de calculer les orbites initiales des comètes avant que celles-ci n'aient été modifiées par suite des interactions planétaires. C'est ainsi que, dès 1950, Oort, à partir de l'étude d'une vingtaine de comètes à longue période, a conclu à l'existence d'un vaste réservoir cométaire, situé à 50 000 ou 100 000 ua du Soleil. Les travaux menés ensuite par Marsden, qui portent sur près de deux cents comètes, ont confirmé ce résultat. Le fait remarquable est que, dans tous les cas où le calcul a pu être suffisamment précis, les trajectoires initiales se trouvent être des ellipses très allongées ; les comètes ne proviennent donc pas du milieu interstellaire ; elles appartiennent bien au système solaire, mais proviennent d'une région très éloignée, que l'on appelle le nuage de Oort (fig. 11-2). Selon l'hypothèse de Oort, vérifiée de nos jours, le nuage de Oort pourrait contenir quelque 10^{11} comètes ; sous l'effet de perturbations dues aux étoiles proches, 5 à 10 % de la population cométaire totale peut se trouver éjectée du nuage. Lorsqu'une comète éjectée du nuage de Oort se rapproche suffisamment pour devenir sensible aux perturbations planétaires, elle peut être transformée en comète à

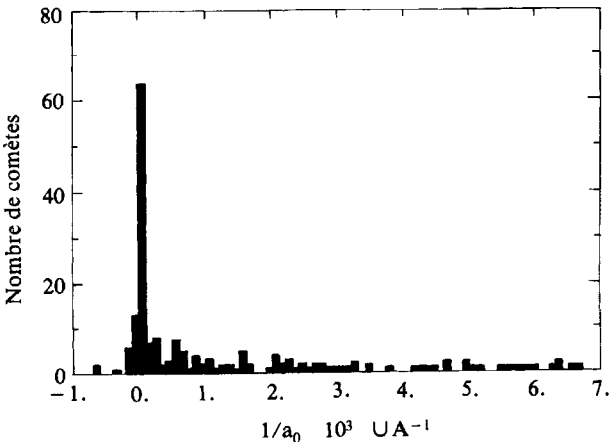


FIG. 11-2 – Distribution des comètes en fonction de $1/a_0$ (a_0 étant le demi-grand axe de l'ellipse. (D'après P. Weissman, *Comets*, L. Wilkening Éd., *ibid.*)

coude période. C'est dire que nous ne pourrons jamais observer qu'une infime portion de la population cométaire existante.

Comment expliquer la présence des comètes dans le nuage de Oort ? Du fait de la très faible densité de matière à de telles distances du Soleil, les comètes n'ont pu se former sur place. On admet aujourd'hui qu'elles se sont formées à des distances héliocentriques allant de quelques ua à quelques dizaines d'ua. La proximité des planètes géantes, et en particulier de Jupiter, les a éjectées vers le nuage de Oort. D'autres comètes, formées un peu plus loin, entre 30 et 100 ua, n'ont pas subi de telles perturbations : elles forment la ceinture de Kuiper, où se trouvent les objets trans-neptuniens découverts dans les années 1990 (voir chapitre 12). Prédite par Kuiper et Edgeworth dans les années 1950, la ceinture de Kuiper constitue une sorte de tore à proximité de l'écliptique, et non une coquille comme le nuage de Oort. Elle est très vraisemblablement le réservoir des comètes à courte période, ce qui explique la faible inclinaison observée pour ces comètes.

La collision de la comète Shoemaker-Levy 9 avec Jupiter

En raison de la très grande masse de Jupiter, des comètes – dites de la famille de Jupiter – orbitent pendant un certain temps autour de la planète. Si leur périastre est trop proche de la planète, leur noyau peut se rompre et être happé par la planète. C'est ce qui est advenu en 1994 avec la comète Shoemaker-Levy 9. Après avoir été fractionnée lors de son passage au périastre en juillet 1992, elle est entrée en collision avec la planète lors du passage suivant, en juillet 1994 (voir section 8.2).

Tableau 11-2
Liste des 140 premières comètes périodiques

Comète	Date de passage au périhélie	q (ua)	e	i	P
1P/Halley	9 fév. 1986	0,587	0,967	162,24	76,00
2P/Encke	9 sept. 2000	0,340	0,847	11,76	3,30
3D/Biela	23 sept. 1852	0,861	0,756	12,55	6,62
4P/Faye	6 mai 1999	1,657	0,568	9,05	7,52
5D/Brorsen	31 mars 1879	0,590	0,810	29,38	5,46
6P/d'Arrest	27 juil. 1995	1,346	0,614	19,52	6,51
7P/Pons-Winnecke	2 janv. 1996	1,256	0,634	22,30	6,37
8P/Tuttle	25 juin 1994	0,998	0,824	54,69	13,50
9P/Tempel 1	2 janv. 2000	1,500	0,519	10,54	5,51
10P/Tempel 2	8 sept. 1999	1,482	0,523	11,98	5,47
11D/Tempel-Swift	5 oct. 1908	1,153	0,638	5,44	5,68
12P/Pons-Brooks	22 mai 1954	0,774	0,955	74,18	70,90
13P/Olbers	19 juin 1956	1,178	0,930	44,61	69,60
14P/Wolf	21 nov. 2000	2,413	0,407	27,52	8,21
15P/Finlay	5 mai 1995	1,036	0,710	3,67	6,76
16P/Brooks 2	19 juil. 2001	1,835	0,492	5,55	6,86
17P/Holmes	11 mai 2000	2,165	0,412	19,19	7,07
18D/Perrine-Mrkos	1er nov. 1968	1,272	0,643	17,76	6,72
19P/Borrelly	14 sept. 2001	1,358	0,624	30,32	6,86
20D/Westphal	26 nov. 1913	1,254	0,920	40,80	61,90
21P/Giacobini-Zinner	21 nov. 1998	1,034	0,706	31,86	6,61
22P/Kopff	2 juil. 1996	1,580	0,544	4,72	6,45
23P/Brorsen-Metcalf	11 sept. 1989	0,479	0,972	19,34	70,50
24P/Schaumasse	2 mai 2001	1,205	0,705	11,75	8,25
25D/Neujmin 2	16 janv. 1927	1,338	0,567	10,63	5,43
26P/Grigg-Skjellerup	30 août 1997	0,997	0,664	21,09	5,11
27P/Crommelin	20 fév. 1984	0,735	0,919	29,10	27,40
28P/Neujmin 1	8 oct. 1984	1,553	0,776	14,18	18,20
29P/Schwassmann-Wachmann 1	26 oct. 1989	5,772	0,045	9,37	14,90
30P/Reinmuth 1	3 sept. 1995	1,874	0,502	8,13	7,31
31P/Schwassmann-Wachmann 2	23 janv. 1994	2,070	0,399	3,75	6,39
32P/Comas Solá	10 juin 1996	1,846	0,568	12,92	8,83
33P/Daniel	23 juin 2000	2,157	0,464	22,41	8,07
34D/Gale	18 juin 1938	1,183	0,761	11,73	11,0
35P/Herschel-Rigollet	9 août 1939	0,748	0,974	64,21	15,50
36P/Whipple	22 déc. 1994	3,094	0,259	9,93	8,53
37P/Forbes	4 mai 1999	1,446	0,568	7,16	6,13
38P/Stephan-Oterma	5 déc. 1980	1,574	0,860	17,98	37,70
39P/Oterma	18 juin 1983	5,471	0,243	1,95	19,40
40P/Väisälä 1	29 avr. 1993	1,783	0,635	11,60	10,80
41P/Tuttle-Giacobini-Kresák	6 janv. 2001	1,052	0,659	9,23	5,43
42P/Neujmin 3	13 nov. 1993	2,001	0,586	3,99	10,60
43P/Wolf-Harrington	29 sept. 1997	1,582	0,544	18,51	6,46
44P/Reinmuth 2	19 fév. 2001	1,890	0,465	6,98	6,63
45P/Honda-Mrkos-Pajdušáková	29 mars 2001	0,528	0,825	4,26	5,25
46P/Wirtanen	14 mars 1997	1,064	0,657	11,72	5,46
47P/Ashbrook-Jackson	6 janv. 2001	2,305	0,396	12,51	7,46
48P/Johnson	31 oct. 1997	2,308	0,367	13,66	6,97
49P/Arend-Rigaux	12 juil. 1998	1,369	0,612	18,29	6,61

Comète	Date de passage au périhélie	q (ua)	e	i	P
50P/Arend	3 août 1999	1,917	0,330	19-18	8,24
51P/Harrington	5 juin 2001	1,568	0,562	8,66	6,77
52P/Harrington-Abell	27 janv. 1999	1,756	0,543	10,22	7,53
53P/Van Biesbroeck	24 avr. 1991	2,401	0,553	6,61	12,40
54P/de Vico-Swift	9 avr. 1995	2,145	0,431	6,10	7,32
55P/Tempel-Tuttle	28 fév. 1998	0,977	0,906	162,49	33,20
56P/Slaughter-Burnham	22 juin 1993	2,543	0,504	8,16	11,60
57P/du Toit-Neujmin-Delporte	5 mars 1996	1,720	0,501	2,85	6,39
58P/Jackson-Neujmin	6 oct. 1995	1,381	0,661	13,48	8,24
59P/Kearns-Kwee	16 sept. 1999	2,339	0,477	9,35	9,45
60P/Tsuchinshan 2	8 mars 1999	1,770	0,506	6,72	6,79
61P/Shajn-Schaldach	8 mai 2001	2,330	0,389	6,08	7,46
62P/Tsuchinshan 1	19 avr. 1998	1,496	0,577	10,50	6,64
63P/Wild 1	27 déc. 1999	1,961	0,650	19,93	13,20
64P/Swift-Gehrels	21 avr. 2000	1,339	0,695	8,44	9,18
65P/Cunn	24 juil. 1996	2,462	0,316	10,38	6,83
66P/du Toit	25 déc. 1988	1,273	0,788	18,70	14,70
67P/Churyumov-Gerasimenko	17 janv. 1996	1,300	0,630	7,11	6,59
68P/Klemola	1er mai 1998	1,755	0,641	11-09	10,80
69P/Taylor	12 déc. 1997	1,948	0,466	20,55	6,97
70P/Kojima	14 sept. 2000	2,003	0,454	6,60	7,04
71P/Clark	1er déc. 2000	1,559	0,500	9,50	5,51
72P/Denning-Fujikawa	29 mai 1996	0,790	0,818	9,13	9,03
73P/Schwassmann-Wachmann 3	27 janv. 2001	0,937	0,694	11,41	5,36
74P/Smirnova-Chernykh	15 janv. 2001	3,546	0,148	6,65	8,49
75P/Kohoutek	27 fév. 2001	1,787	0,496	5,91	6,68
76P/West-Kohoutek-Ikemura	1er juin 2000	1,596	0,540	30,50	6,46
77P/Longmore	9 oct. 1995	2,399	0,343	24,41	6,98
78P/Gehrels 2	7 août 1997	2,000	0,464	6,26	7,20
79P/du Toit-Hartley	14 nov. 1997	1,201	0,601	2,94	5,22
80P/Peters-Hartley	11 août 1998	1,624	0,598	29,86	8,12
81P/Wild 2	6 mai 1997	1,583	0,540	124	6,39
82P/Gehrels 3	3 sept. 2001	3,627	0,126	1,13	8,45
83P/Russell 1	26 août 1998	2,182	0,438	17,75	7,64
84P/Giclas	25 août 1999	1,846	0,494	7,28	6,96
85P/Boethin	17 avr. 1997	1,158	0,774	4,88	11,60
86P/Wild 3	18 juin 2001	2,310	0,364	15,44	6,93
87P/Bus	29 déc. 2000	2,181	0,375	2,57	6,52
88P/Howell	27 sept. 1998	1,406	0,553	4,40	5,57
89P/Russell 2	27 oct. 1994	2,276	0,400	12,04	7,38
90P/Gehrels 1	10 août 1987	2,989	0,510	9,62	15,10
91P/Russell 3	19 nov. 1997	2,510	0,344	14,10	7,49
92P/Sanguin	2 avr. 1990	1,814	0,663	18,72	12,50
93P/Lovas 1	14 oct. 1998	1,692	0,613	12,24	9,14
94P/Russell 4	3 fév. 1997	2,229	0,365	6,19	6,58
95P/Chiron	14 fév. 1996	8,454	0,383	6,93	50,7
96P/Machholz 1	15 oct. 1996	0,125	0,959	60,07	5,24
97P/Metcalf-Brewington	10 avr. 2001	2,605	0,457	17,95	10,50
98P/Takamizawa	7 nov. 1998	1,585	0,575	9,49	7,21
99P/Kowal 1	13 mars 1992	4,673	0,232	4,39	15,00
100P/Hartley 1	28 mai 1997	1,819	0,451	25,72	6,02

Comète	Date de passage au périhélie	q (ua)	e	i	P
101P/Chernykh	25 janv. 1992	2,356	0,594	5,08	14,00
102P/Shoemaker 1	16 mars 1999	1,979	0,472	26,26	7,25
103P/Hartley 2	22 déc. 1997	1,032	0,700	13,62	6,39
104P/Kowal 2	2 mars 1998	1,397	0,585	15,49	6,18
105P/Singer Brewster	6 avr. 1999	2,032	0,413	9,19	6,44
106P/Schuster	16 déc. 1999	1,550	0,588	20,14	7,29
107P/Wilson-Harrington	6 déc. 1996	1,000	0,622	2,78	4,30
108P/Ciffréo	18 avr. 2000	1,713	0,543	13,09	7,25
109P/Swift-Tuttle	12 déc. 1992	0,958	0,964	113,43	13,50
110P/Hartley 3	21 mars 2001	2,478	0,315	11,69	6,88
111P/Helin-Roman-Crockett	31 oct. 1996	3,490	0,139	4,23	8,16
112P/Urata-Niijima	4 mars 2000	1,458	0,-588	24,20	6,65
113P/Spitaler	25 fév. 2001	2,127	0,424	5,78	7,09
114P/Wiseman-Skiff	11 janv. 2000	1,569	0,556	18,29	6,66
115P/Maury	18 mars 1994	2,026	0,522	11,69	8,74
116P/Wild 4	31 août 1996	1,989	0,408	3,72	6,16
117P/Helin-Roman-Alu 1	26 mars 1997	3,715	0,176	9,74	9,57
118P/Shoemaker-Levy 4	12 janv. 1997	2,021	0,421	8,47	6,51
119P/Parker-Hartley	24 juin 1996	3,045	0,291	5,19	8,89
120P/Mueller 1	24 avr. 1996	2,739	0,337	8,80	8,41
121P/Shoemaker-Holt 2	20 août 1996	2,664	0,337	17,70	8,05
122P/de Vico	6 oct. 1995	0,659	0,963	85,39	74,40
123P/West-Hartley	12 mai 1996	2,133	0,448	15,35	7,59
124P/Mrkos	9 nov. 1996	1,413	0,554	31,47	5,64
125P/Spacewatch	14 juil. 1996	1,540	0,509	9,97	5,56
126P/IRAS	29 oct. 1996	1,703	0,697	45,96	13,30
127P/Holt-Olmstead	6 fév. 1997	2,153	0,370	14,41	6,33
128P/Shoemaker-Holt 1-B	20 nov. 1997	3,047	0,321	4,36	9,51
129P/Shoemaker-Levy 3	4 mars 1998	2,817	0,248	5,01	7,25
130P/McNaught-Hughes	23 fév. 1998	2,116	0,404	7,30	6,69
131P/Mueller 2	22 nov. 1997	2,412	0,344	7,36	7,05
132P/Helin-Roman-Alu 2	10 nov. 1997	1,910	0,532	5,78	8,24
133P/Elst-Pizarro	23 nov. 2001	2,635	0,166	1,39	5,60
134P/Kowal-Vavrova	18 nov. 1998	2,575	0,587	4,35	15,60
135P/Shoemaker-Levy 8	10 déc. 1999	2,721	0,290	6,05	7,49
136P/Mueller 3	20 mars 1999	3,011	0,289	941	8,71
137P/Shoemaker-Levy 2	6 fév. 2000	1,869	0,580	4,66	9,38
138P/Shoemaker-Levy 7	24 août 1998	1,697	0,531	10,09	6,89
139P/Väisälä-Oterma	29 sept. 1998	3,382	0,248	2,33	9,54
140P/Bowell-Skiff	14 mai 1999	1,972	0,692	3,84	16,20

(D'après J. Crovisier, *Encycl. Astron. Astrophys.*, IOPP/Nature, 2001.)

Une vingtaine de fragments cométaires ont pénétré dans l'atmosphère de Jupiter, provoquant une immense explosion. Une large campagne d'observations, depuis le sol et l'espace, a été mise en place, incluant notamment les satellites *IUE*, *HST*, et la sonde *Galileo*. Les observations ont été réalisées à toutes les longueurs d'onde, depuis l'UV jusqu'aux ondes radio.

La comète Shoemaker-Levy était un petit objet, d'environ 1 km de diamètre. Des informations ont été apportées sur sa nature physique (faible degré de cohé-

sion) et chimique (observation de raies métalliques et première détection du lithium dans une comète).

Si la collision d'une comète avec Jupiter est un phénomène relativement rare (on en attend un tous les quelques siècles), la chute de comètes sur le Soleil est, en revanche, beaucoup plus fréquente. Le satellite *SOHO*, en orbite autour du Soleil depuis 1996, en a observé plusieurs centaines.

11.3 Mesure de la brillance des comètes

Une unité couramment utilisée en physique cométaire est la magnitude, définie pour mesurer le flux intégré des objets astrophysiques en lumière blanche ou avec différents filtres standards, dans le visible et l'infrarouge. Les deux filtres les plus utilisés sont les filtres B et V, centrés respectivement sur 440 nm et 550 nm, d'une largeur de 100 nm. Les magnitudes correspondantes sont définies comme suit :

$$m_V = -2{,}5 \log \left(\int_\lambda V_\lambda f_\lambda \, d\lambda \right) - 13{,}74 \qquad (11.1)$$

$$m_B = -2{,}5 \log \left(\int_\lambda B_\lambda f_\lambda \, d\lambda \right) - 12{,}97 \qquad (11.2)$$

où les intégrales représentent le flux reçu de l'objet, intégré respectivement dans les filtres V et B : f_λ est le flux de l'objet, V_λ et B_λ sont les transmissions respectives des filtres V et B. Les intégrales sont exprimées en erg $cm^{-2}s^{-1}$.

Dans le cas des comètes, on peut considérer deux types de magnitudes : les magnitudes totales (qui incluent tous les phénomènes radiatifs liés au passage au périhélie) et les magnitudes nucléaires, qui ne concernent que le noyau. Loin du Soleil, en l'absence de dégazage, la magnitude totale d'une comète se réduit à sa magnitude nucléaire.

Si l'on connaît la magnitude nucléaire d'une comète (qui dépend donc de la dimension et de l'albédo du noyau) en une position donnée, on calcule sa magnitude nucléaire pour toute autre position : le flux du noyau observé de la Terre varie comme r^{-2} et Δ^{-2}, r étant sa distance héliocentrique et Δ sa distance géocentrique. On a donc la relation suivante :

$$m_n = m_n^\circ + 5{,}0 \log(\Delta) + 5{,}0 \log(r) \qquad (11.3)$$

où Δ et r sont exprimées en ua ; $m_\circ$ est la magnitude qu'aurait le noyau à 1 ua de la Terre et 1 ua du Soleil, en l'absence de dégazage. Cette relation est valable pour n'importe quel filtre, et même en l'absence de filtre : on mesure alors le flux intégré dans tout le domaine visible. Par exemple, dans le cas de la comète de Halley, on a, pour l'ensemble du domaine visible, $m_\circ = 13{,}8$.

La variation de la magnitude totale d'une comète est plus difficile à calculer avec précision. Lorsque la comète devient active, le flux que l'on observe a deux composantes : l'émission propre du gaz, par fluorescence, et l'émission due à la poussière, qui n'est autre que le flux solaire diffusé par celle-ci. Pour décrire la

variation de la magnitude totale d'une comète en fonction de r et de Δ, on a recours à des formules empiriques, déduites des observations et dont les coefficients varient d'une comète à l'autre.

L'asymétrie de la courbe de magnitude (par rapport au passage au périhélie) est fréquente, de même que les écarts observés par rapport à la loi empirique que l'on vient d'énoncer (fig. 11-3). Ces variations traduisent la complexité des phénomènes intervenant dans l'activité cométaire (hétérogénéité du noyau, interactions glace-surface...).

11.4 La physique des comètes

Les comètes passent la plus grande partie de leur vie à de très grandes distances héliocentriques dans un milieu froid et dilué qui les conserve dans leur état initial ; voilà pourquoi on les considère comme de précieux témoins de leurs conditions de formation. Malheureusement, les comètes, quand elles sont loin du Soleil, sont inaccessibles à l'observation. Nous ne pouvons les étudier que lorsqu'elles passent au périhélie, si celui-ci n'est pas à plus de quelques unités astronomiques. Loin du Soleil, une comète n'est constituée que de son noyau ; lorsqu'elle se rapproche du Soleil, les glaces de la surface du noyau se subliment, entraînant l'éjection de gaz et de poussières. On voit alors apparaître une coma ou chevelure, qui s'étend au fur et à mesure que la comète s'approche du Soleil ; si la comète est suffisamment active, on voit se dessiner deux queues, l'une large et incurvée, due aux poussières, l'autre étroite et rectiligne, due au plasma provenant de l'ionisation du gaz par le flux ultraviolet solaire.

C'est la diffusion du flux solaire visible par les particules cométaires qui est responsable de l'aspect des comètes que nous connaissons ; le noyau quant à lui est le plus souvent inobservable, car il est caché par l'enveloppe de gaz et de poussière qui l'entoure. Pour connaître la nature des comètes, c'est-à-dire la composition de leur noyau, on observe les molécules mères provenant de l'évaporation des glaces superficielles, ainsi que la poussière cométaire. Une autre information nous est apportée par les produits de dissociation des molécules mères (molécules filles, radicaux, atomes et ions). Les molécules sont surtout détectées par leurs transitions rotationnelles et vibrationnelles, par spectroscopie infrarouge et millimétrique, tandis que les produits de photodissociation présentent des signatures spectrales dues à leurs transitions électroniques dans les domaines visible et l'UV. Historiquement, les produits de dissociation ont été observés en premier, dans les années 1970 (tableau 11-3), tandis que la détection des molécules mères a dû attendre le développement des techniques infrarouges et millimétriques, dans les années 1980 (tableau 11-4).

Il est maintenant établi que H_2O est la molécule mère prédominante. Avant même le passage de la comète de Halley en 1986, plusieurs indices allaient dans ce sens (abondances élevées, en quantités égales, de H et de OH ; détection de

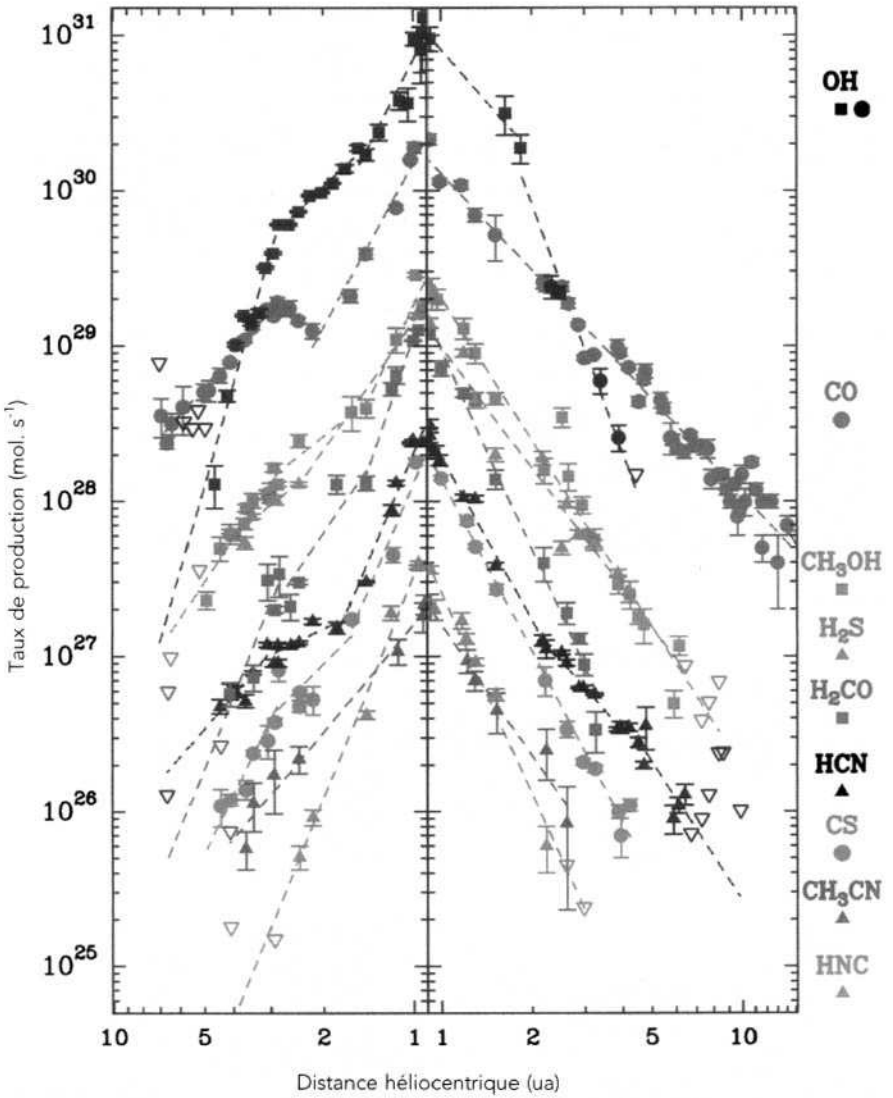


FIG. 11-3 – Évolution des taux de production de la comète Hale-Bopp en fonction de la distance héliocentrique, comparés à des lois en puissance (traits pointillés). (D'après N. Biver *et al.*, in *Earth, Moon and Planets*, 90, 5, 2002.)

Tableau 11-3
Produits de dissociation observés dans les comètes

Radical, ion ou atome	Domaine spectral
Radicaux	
CN	Visible, IR proche, radio
C_2	Visible, UV, IR proche
C_3	Visible
CH	Visible, IR
OH	UV proche, IR, radio
NH	Visible
NH_2	Visible, IR
CS	UV
SO	Radio
Ions moléculaires	
CH^+	Visible
OH^+	Visible
H_2O^+	Visible
CO^+	Visible, UV, radio
N_2^+	Visible
CO_2^+	Visible, UV
HCO^+	Radio
H_3O^+	Radio
Atomes	
H, O	Visible, UV
C, S	UV
Na, K	Visible
Ca, Cr, Mn, Fe Ni, Cu, Co, V	Visible
Ions atomiques	
C^+	UV
O^+	UV
Ca^+	Visible

l'ion H_2O^+ ; présence d'oxygène dans des transitions interdites). La molécule H_2O a été identifiée sans ambiguïté pour la première fois sur la comète de Halley, à la fois depuis le sol et par les sondes spatiales. Avant 1986, la plus grande incertitude existait sur la nature et l'abondance relative des autres molécules mères, et donc sur la composition du noyau. Les expériences qui ont été réalisées *in situ* sur la comète de Halley, à partir des sondes *Giotto* et *VEGA*, en mars 1986, ont donc apporté une contribution essentielle à la physique cométaire. La liste des molécules mères détectées s'est ensuite considérablement allongée, notamment grâce à l'observation des comètes Hyakutake et Hale-Bopp (tableau 11-4).

Tableau 11-4
Abondance des molécules mères dans les comètes (R_h = 1 ua)

Molécule		Abondance	Moyen d'observation	Commentaire
H_2O	Eau	= 100	IR	
CO	Monoxyde de carbone	2-20	UV, radio, IR	Source étendue
CO_2	Dioxyde de carbone	2-6	IR	
CH_4	Méthane	0,6	IR	
C_2H_6	Éthane	0,3	IR	
C_2H_2	Acétylène	0,1	IR	
H_2CO	Formaldéhyde	0,05-4	Radio	Source étendue
CH_3OH	Méthanol	1-7	Radio, IR	
HCOOH	Acide formique	0,1	Radio	
HNCO	Acide isocyanique	0,07	Radio	
NH_2CHO	Formamide	0,01	Radio	
CH_3CHO	Acétaldéhyde		Radio	
$HCOOCH_3$	Méthyle formiate	0,1	Radio	
NH_3	Ammoniac	0,5	Radio, IR	
HCN	Acide cyanhydrique	0,1-0,2	Radio, IR	
HNC	Isocyanide d'hydrogène	0,01	Radio	
CH_3CN	Cyanométhane	0,02	Radio	
HC_3N	Cyanoacétylène	0,02	Radio	
N_2	Azote	0,02-0,2	Visible	Indirect, à partir de N_2^+
H_2S	Hydrogène sulfuré	0,3-1,5	Radio	
H_2CS	Thioformaldéhyde	0,02	Radio	
CS_2	Disulfure de carbone	0,1	UV, radio	Indirect, à partir de N_2^+
OCS	Sulfure de carbonyle	0,4	Radio, IR	
SO_2	Dioxyde de soufre	$\approx$ 0,2	Radio	
S_2	Soufre	0,05	UV	

(D'après J. Crovisier et Th. Encrenaz, *Comet Science*, Cambridge, 2000.)

11.4.1 Le noyau

Dimensions, rotation et masse

Les dimensions du noyau cométaire peuvent être estimées de deux manières. La plus ancienne utilise la photométrie dans le visible de comètes distantes. Le flux observé est alors le flux solaire réfléchi : connaissant la distance et faisant une hypothèse sur l'albédo, on déduit le diamètre du noyau. Plus récemment, la

mesure de l'émission thermique de certains noyaux cométaires, dans les domaines infrarouge ou millimétrique, a permis de mesurer simultanément l'albédo et le diamètre de ces noyaux. Les mesures *in situ* sur la comète de Halley ont indiqué un albédo très faible (0.04). La seconde méthode utilise l'écho radar ; elle est plus précise mais ne peut s'appliquer qu'à des comètes proches de la Terre. Ces deux méthodes ont conduit à des déterminations comprises entre le kilomètre et la dizaine de kilomètres pour les diamètres cométaires (à l'exception de la comète Hale-Bopp, dont le diamètre atteint plusieurs dizaines de kilomètres). Le noyau cométaire est donc un objet petit, ce qui explique les difficultés d'observation directe (fig. 11-4).

La période de rotation du noyau est un paramètre également difficile à déterminer. On l'obtient, comme pour les astéroïdes, à partir des variations dans le temps de la courbe photométrique. Cependant, comme l'objet est petit et nécessairement lointain (afin qu'il ne soit pas caché dans la coma), les résultats sont incertains. Il est également difficile d'obtenir un résultat univoque à partir d'une courbe de lumière, même périodique, dès lors que la fonction n'est pas une sinusoïde simple. Pourtant ce paramètre est d'une grande importance, de même que l'orientation de l'axe de rotation par rapport au Soleil : si le noyau est hétérogène, celle-ci a une grande influence sur le taux de dégazage et sa variation dans le temps. Dans le cas de Halley, les mesures ont favorisé une rotation de 7 jours, accompagnée d'une précession de 2 jours. Les comètes Hyakutake et Hale-Bopp ont, selon leur courbe de lumière, des périodes de rotation de 6 heures et 11 heures, respectivement.

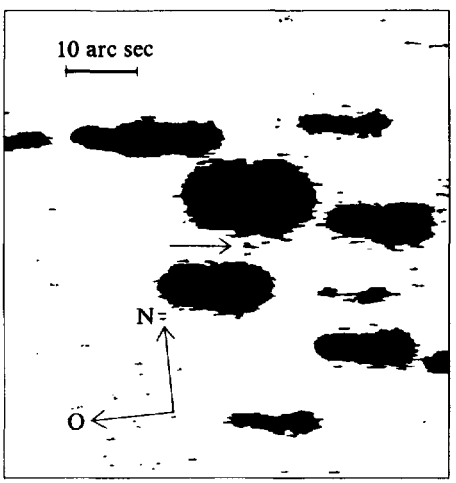


FIG. 11-4 – L'une des premières observations de P/Halley lors de sa plus récente apparition. Ce cliché a été pris au télescope Canada-France-Hawaii (CFH) avec une caméra électronographique, en 1982. (B. Sicardy *et al.*, *Astronomy and Astrophysics*, 121, LA, 1983. Avec l'aimable autorisation de l'éditeur.)

La masse du noyau est encore un paramètre dont la détermination est très imprécise. Elle est en effet trop faible pour affecter de manière mesurable la trajectoire des planètes qui perturbent son orbite. Il arrive que les noyaux cométaires se fragmentent sous l'effet des forces internes ; ce fut le cas de Biéla. On peut alors, à partir des perturbations mutuelles qui s'exercent sur les fragments, obtenir une estimation de la masse. On trouve ainsi des valeurs allant de 10^{13} à 10^{19} g. Une autre estimation indirecte peut être obtenue par le retard au passage au périhélie dû aux forces non-gravitationnelles. Avant le périhélie, la masse du gaz et de la poussière éjectés par la comète en direction du Soleil produit une réaction qui tend à freiner le mouvement de la comète. À partir de la mesure du retard, et de l'estimation de la masse cométaire éjectée, on obtient une estimation de la masse et donc de la densité cométaire. Dans le cas de la comète de Halley, la densité a ainsi été estimée à 0,2-0,5 g/cm^3.

La structure du noyau cométaire

Avant 1950, le modèle le plus communément admis considérait un noyau cométaire comme un nuage de particules qui se serait constitué à partir d'un mécanisme d'accrétion interstellaire. Toutefois, ce modèle se heurtait à un certain nombre d'objections ; il ne pouvait rendre compte, par exemple, du pourcentage élevé de composés volatils, ni de l'existence de forces non gravitationnelles (mises en évidence par l'observation des trajectoires de certaines comètes). Ces objections furent analysées en détail par Whipple qui proposa, en 1950, le modèle désormais célèbre de la « boule de glace sale ». Dans ce modèle, le noyau cométaire est décrit comme un agrégat de glaces et de grains, produit par la condensation du matériau initial. Ce schéma, qui permet de rendre compte de l'ensemble des phénomènes observés, est encore utilisé de nos jours. Les informations tirées des missions spatiales vers P/Halley indiquent que le noyau est très sombre (albédo 0,04). Il pourrait être en grande partie recouvert d'un matériau absorbant, éventuellement carboné (fig. 11-5). L'enrichissement en surface de ce matériau pourrait résulter d'une vaporisation préférentielle de la glace H_2O lors des passages précédents au périhélie.

En septembre 2001, le survol de la comète Borrelly par le satellite *Deep Space 1* (*DS1*) a fourni la deuxième image à haute résolution d'un noyau cométaire. Borrelly est une comète de courte période de la famille de Jupiter ; son noyau de forme allongée comme celui de P/Halley, mesure 4 × 8 km. Les images du noyau (voir fig. 11-6) ont indiqué un albédo très faible (0,022) et la présence de deux séries de jets fortement collimatés. La majeure partie de la surface est vraisemblablement inactive.

De nombreux auteurs ont, depuis 1950, travaillé à affiner le modèle de la « boule de glace sale ». Le mécanisme de la formation d'un noyau cométaire peut s'expliquer de la même manière que celui de corps plus volumineux, à partir de l'accumulation de cométoïdes ayant une distribution en masse du type :

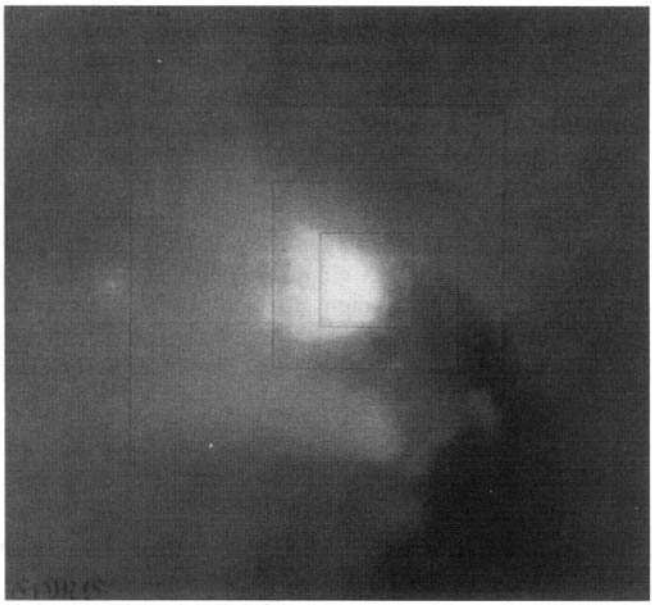


FIG. 11-5 – Le noyau de la comète Halley observé par la caméra e la sonde *Giotto* lors de son survol de la comète, le 13 mars 1986. Les deux parties brillantes correspondent à des régions actives du noyau. Celui-ci est de forme allongée, de dimensions $15 \times 7{,}5 \times 7{,}5$ km. (ESA.)

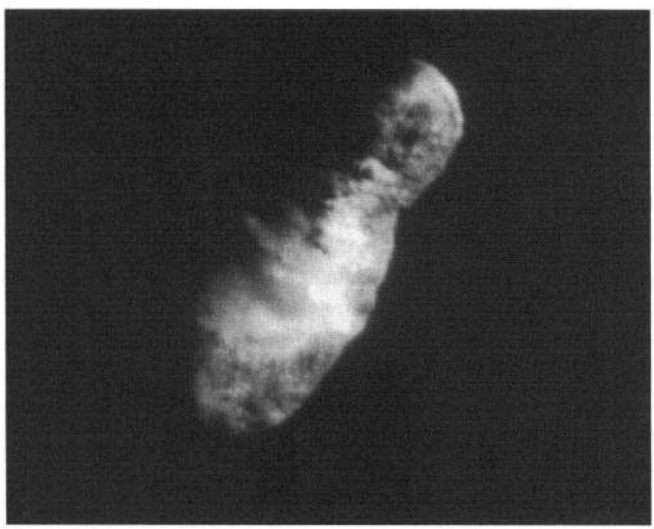


FIG. 11-6 – Image du noyau de la comète Borrelly lors de son survol par la sonde *DS1*, en septembre 2001 (cliché NASA).

$$n(m) \propto m^{-5} \tag{11.4}$$

Cette structure permet en particulier d'expliquer comment de gros cométoïdes, liés au noyau par une partie seulement de leur surface, peuvent se détacher à l'occasion d'une vaporisation, rendant possible la fragmentation des noyaux.

L'accrétion d'un noyau par collisions entre grains de glace ne peut se faire qu'à basse température, dans des conditions de vitesses relatives très faibles (< 0,05 km/s). La densité est alors inférieure à 0,5 g/cm^3. On peut calculer la pression centrale Pc, la gravité g et la vitesse d'échappement V_e :

$$P_c = 2/3\ \pi G\bar{\rho}^2 R^2 \tag{11.5}$$

$$g = 4/3\ \pi G\bar{\rho} R \tag{11.6}$$

$$V_e = [8/3\ \pi G\bar{\rho}\ ]^{1/2} R \tag{11.7}$$

où G est la constante de gravitation, ρ la densité moyenne et R le rayon. Les calculs montrent que, pour un rayon inférieur à dix kilomètres, la gravité est trop faible pour que le noyau devienne compact.

À l'intérieur de la matrice de glace se trouvent piégés des grains : c'est ce que montre l'analyse des essaims de micrométéorites associés au passage de la Terre dans l'orbite de comètes à courte période (voir section 13.3). Le noyau cométaire nous apparaît donc comme un agrégat poreux et fragile de glaces et de poussières, ayant une faible cohésion, et donc susceptible de rupture.

Que devient le noyau cométaire après de multiples passages à proximité du Soleil ? La réponse est encore incertaine. Les glaces peu à peu se subliment, les poussières micrométéoriques sont éjectées ; il est alors possible que subsiste un résidu, reste du matériau non volatil piégé dans la matrice de glace du noyau initial, ou partie centrale d'un noyau initialement recouvert de glaces ; certains astéroïdes pourraient n'être que des résidus cométaires (voir chapitre 7).

11.4.2 La coma

La sublimation du noyau

Lorsqu'un noyau cométaire, en rotation lente sur lui-même, se rapproche peu à peu du Soleil, la température de sa surface s'élève lentement. Si cette surface est recouverte de matière volatile, l'état d'équilibre se traduit par la relation suivante :

$$\Theta_\odot(1 - a)/r^2 = \sigma T^4 + Z(T) \cdot L(T). \tag{11.8}$$

Le premier terme de l'équation exprime le flux solaire absorbé par le noyau ; a est l'albédo du noyau, $\Theta_\odot$ le flux solaire à la distance d'une unité astronomique et r la distance héliocentrique. Le second terme exprime l'énergie émise par la surface : d'une part, l'émission thermique (σ étant la constante de Stefan et T la température), d'autre part, le produit de la chaleur latente de sublimation L(T) par le taux de production gazeuse Z(T).

Par approximations successives, il est théoriquement possible de résoudre l'équation (11.8) pour en déduire T et Z, et ce pour différents types de glaces. Ce travail, effectué par Delsemme, est résumé dans le tableau 11-5. Il permet en particulier de calculer la distance héliocentrique à partir de laquelle le dégazage se produit, et de déduire la variation du taux de production gazeuse en fonction de la distance héliocentrique. Lorsque le mécanisme de dégazage devient prépondérant (le produit σT^4 devenant négligeable dans le second terme de l'équation 11.8), le taux de production gazeuse devient proportionnel à r^{-2}. En comparant ces courbes théoriques aux observations des courbes de lumière d'une dizaine de comètes, on a trouvé, dans le cas des comètes nouvelles, un accord raisonnable pour les courbes de sublimation de l'eau, ce qui confirme le caractère prépondérant de la glace H_2O à la surface du noyau cométaire. Dans le cas de la comète Hale-Bopp, particulièrement massive, les observations du satellite infrarouge *ISO* ont permis de détecter le dégazage de CO_2 à une distance de plus de 4 ua.

L'expansion de gaz dans la coma

À partir de la théorie développée ci-avant, on peut estimer la vitesse des molécules sublimées. Au moment où celles-ci quittent le noyau, elles ont une vitesse V_0, telle que (Delsemme, 1982) :

$$\frac{1}{2}\overline{V} \leq V_0 \leq \frac{2}{3}\overline{V} \qquad (11.9)$$

Tableau 11-5
Taux de production gazeuse pour différents types de glace

Neige contrôlant la vaporisation	Z_0 (10^{18} mol cm^{-2} s^{-1})	T_0 (K)	T_1 (K)	D (ua)
Azote (N_2)	14,3	40	35	77,6
Monoxyde de carbone (CO)	13,0	44	39	62,5
Méthane (CH_4)	10,6	55	50	38,0
Formaldéhyde (H_2CO)	5,0	90	82	14,1
Ammoniac (NH_3)	3,7	112	99	9,7
Dioxyde de carbone (CO_2)	3,5	121	107	8,3
Acide cyanhydrique (HCN)	2,3	160	140	4,8
Ammoniaque (NH_4OH)	2,7	213	193	2,6
Clathrate	1,9	214	194	2,5
Eau	1,7	215	195	2,5

Z_0 est le taux de vaporisation au point subsolaire d'un noyau parfaitement absorbant situé à une distance héliocentrique de 1 ua.
T_0 est la température de l'état stationnaire pour Z_0 (point subsolaire, noyau sans rotation).
T_1 est la température effective moyenne d'un noyau en rotation ($Z_1 = 1/4Z_0$).
d est la distance héliocentrique au-delà de laquelle la taux de vaporisation devient négligeable (moins de 2,5 % du flux solaire est utilisé pour la vaporisation).
(D'après A. Delsemme, *Comets, ibid.*)

$\overline{V}$ est la vitesse moyenne des molécules à la température T :

$$\overline{V} = \left[\frac{8kT}{\pi m}\right]^{1/2} \tag{11.10}$$

m étant la masse de la molécule et k la constante de Boltzmann.

Les molécules sont ensuite accélérées radialement par le jeu des collisions, jusqu'à ce qu'elles atteignent la vitesse sonique :

$$V_s = \left[\frac{\gamma kT}{m}\right]^{1/2} \tag{11.11}$$

γ étant le rapport des chaleurs spécifiques Cp et Cv. Dans le cas de l'eau :

$$V_s = 0{,}71\,\overline{V} \tag{11.12}$$

Les gaz continuent ensuite à se propager de façon adiabatique jusqu'à ce qu'ils atteignent une vitesse limite qui, dans le cas de l'eau, est de l'ordre de 0,8 km/s. Cependant, sous l'action du rayonnement solaire, d'autres processus interviennent dans la coma : photoexcitation, photodissociation, photo-ionisation des molécules. Ces processus ont pour effet de chauffer la coma (avec un taux en r^{-2}), tandis que celle-ci se refroidit par rayonnement dans les bandes infrarouges rotationnelles de H_2O, selon un taux en T^2. La température d'équilibre de la coma est atteinte lorsque les deux taux sont égaux : on en déduit que la température de la coma varie comme r^{-1}. Remarquons qu'à proximité du noyau, dans les cent premiers kilomètres, l'expansion du gaz commence par produire une chute brutale de la température, jusqu'à environ 20 K selon certains modèles ; elle remonte ensuite après quelques centaines de kilomètres pour prendre une valeur uniforme (fig. 11-8).

Les molécules mères

Directement produites par la sublimation des glaces du noyau, les molécules mères fournissent l'une des clefs de la composition chimique des comètes. Leurs signatures spectrales observables correspondent aux bandes de rotation et de vibration-rotation des molécules, dans l'infrarouge et le domaine millimétrique. C'est ainsi que H_2O, CO_2 et HCN ont été détectés sur la comète de Halley (fig. 11-9). La liste des molécules cométaires s'est ensuite considérablement allongée, en particulier grâce à l'observation des comètes Hyakutake et Hale-Bopp (voir tableau 11-4).

La molécule mère la plus abondante est, nous l'avons vu, H_2O ; c'est par rapport à l'eau que les abondances des autres molécules sont mesurées. Il est important de noter que les abondances indiquées dans le tableau 11-4 correspondent à une distance héliocentrique de 1 ua ; les gaz plus volatils que l'eau (comme CO) présentent des abondances relatives plus élevées à plus grande distance héliocentrique.



FIG. 11-7 – La comète West, photographiée en 1976.

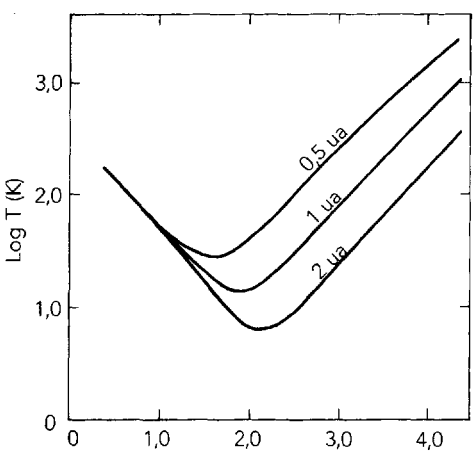


FIG. 11-8 – Distribution de température dans la coma interne calculée pour trois distances héliocentriques. (D'après J. Crovisier, *Astronomy and Astrophysics*, 130, 361, 1984.)

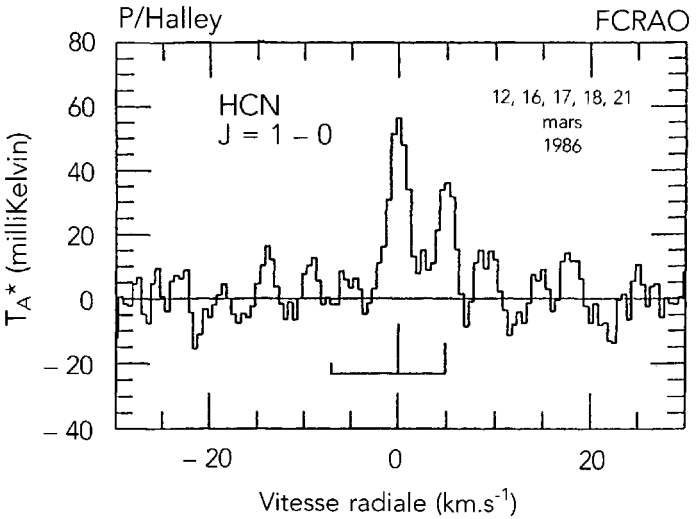


FIG. 11-9 – Le spectre millimétrique de la transition J = 1-0 dans la comète de Halley. (D'après F. P. Schloerb *et al.*, *Astron. Astrophys.*, 187, 475, 1987.)

Les mesures obtenues par le satellite *ISO* sur la comète Hale-Bopp et sur d'autres comètes périodiques ont fourni de précieuses informations sur les conditions physiques de la coma interne (voir fig. 11-10). À partir des intensités relatives des raies de H_2O des bandes ν_1 et ν_3 à 2,6 μm, il a été possible de déterminer la température rotationnelle de H_2O (environ 25 K) qui donne une estimation de la température cinétique du milieu. La comparaison de l'intensité des raies de H_2O dans les modes ortho et para de la molécule permis de mesurer la température de spin de H_2O (de 25 à 35 K) qui se réfère quant à elle aux conditions de formation cométaire.

Les mesures montrent que les comètes sont déficientes en H_2 et en N_2 ainsi qu'en gaz rares. On ne peut déterminer aujourd'hui si ces éléments n'étaient pas présents lors de la formation des comètes, ou s'ils se sont ensuite échappés, la température n'étant pas suffisamment basse.

On remarque que l'abondance de CH_4 et de NH_3 est faible, comparée à celle de CO, de CO_2 et de CH_3OH (fig. 11-11) qui peut dépasser 5 % dans certaines comètes. L'origine de CO – comme celle de H_2CO – pourrait être à la fois primaire (issue directement du noyau) et secondaire (produite par la dissociation d'autres molécules mères, en particulier CO_2). Enfin, il faut signaler la présence de molécules hydrocarbonées et de type « CHO » complexes, à rapprocher de la détection de bandes infrarouges, vers 3 μm, aussi observées dans le milieu interstellaire, attribuées à des composants hydrocarbonés saturés et/ou non saturés.

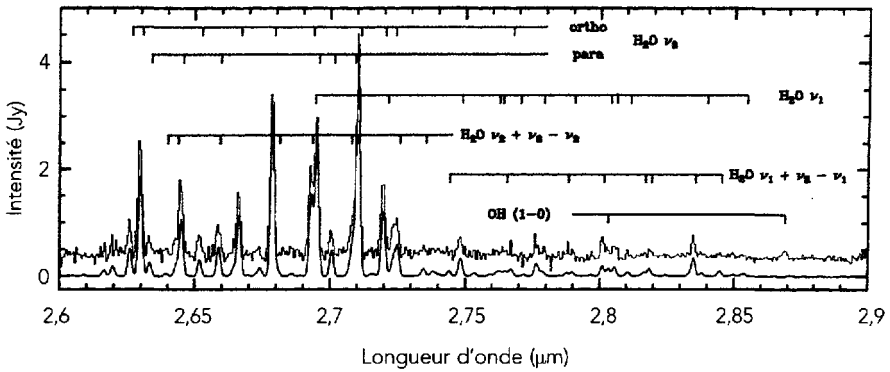


FIG. 11-10 – Le spectre de la comète Hale-Bopp observé par le spectromètre SWS du satellite *ISO* dans la région des bandes ν_1 et ν_3 de l'eau. La courbe du bas correspond à un spectre synthétique. Le rapport d'intensité des raies H_2O ortho et para correspond à une température de formation de 25 K. (D'après J. Crovisier *et al.*, *Science*, 275, 1904, 1997.)

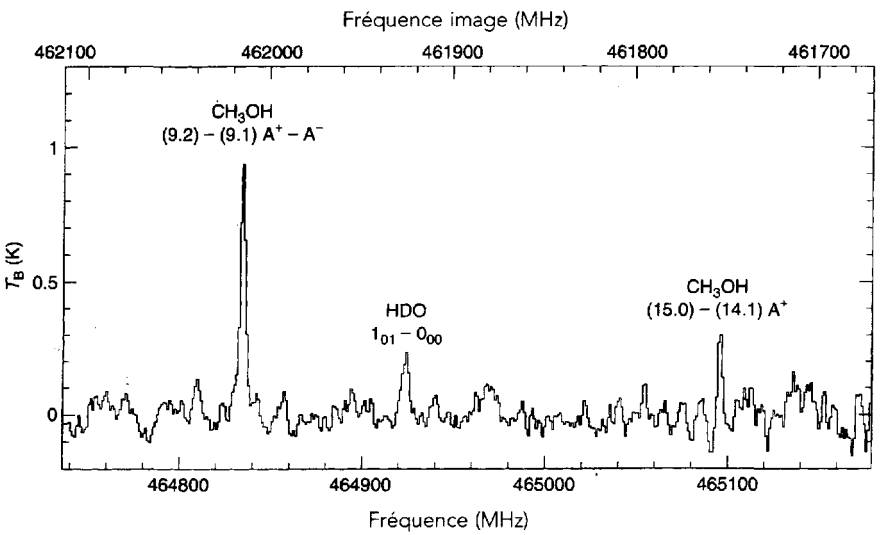


FIG. 11-11 – Détection des molécules CH_3OH et HDO dans la comète Hale-Bopp avec le CalTech Submillimeter Telescope. (D'après D. Bockelée-Morvan *et al.*, *Icarus*, 133, 147, 1998.)

Photodissociation et photo-ionisation des molécules mères

Cette étude nécessite une modélisation de la distribution spatiale des molécules mères. En supposant pour celles-ci une vitesse d'expansion constante V, la densité n(r), à la distance r du noyau, est :

$$n(r) = Q/(4\pi\, Vr^2) \tag{11.13}$$

Q étant le taux de production en mol/s. Pour une comète active, le taux de production gazeuse peut être de l'ordre de 10^{30} molécules/s, à une distance héliocentrique de 1 ua.

Au bout d'un certain temps t, que l'on appelle la durée de vie, la molécule mère est dissociée et sa densité au-delà d'une sphère de rayon V · t décroît très rapidement. Le modèle de Haser rend compte de cette distribution :

$$n(r) = \frac{Q}{4\pi Vr^2} e^{-r/Vt}. \tag{11.14}$$

Molécules filles, radicaux et ions

De nombreuses observations spectroscopiques, dans les domaines ultraviolet et visible (fig. 11-12), ont permis une analyse plus ou moins complète des produits de dissociation observés dans les comètes (voir tableau 11-3). Le mécanisme d'excitation est la fluorescence résonante, la source de pompage étant le flux solaire (voir section 3.2.1) ; dans certains cas (en particulier pour CN et OH), on observe

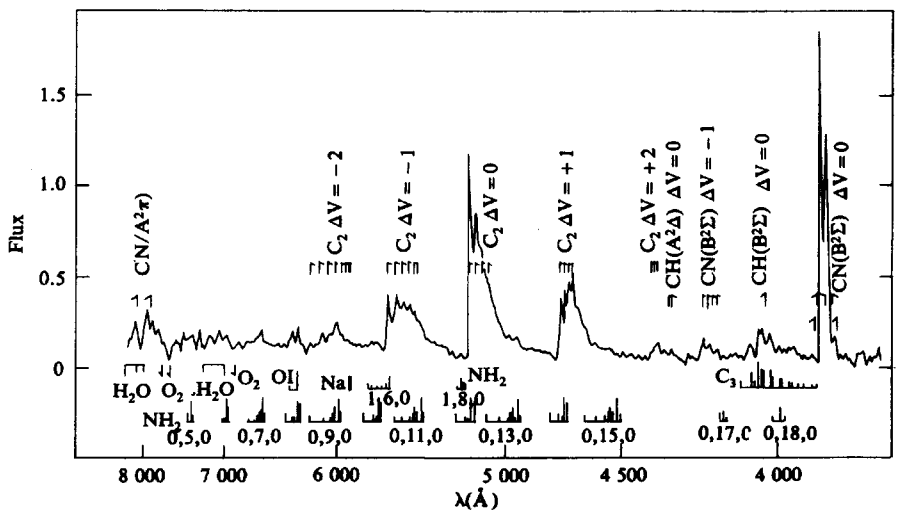


FIG. 11-12 – Spectre visible de la comète Kohoutek, enregistré en 1973. (D'après M. A. Hearn, *Comets, ibid.*)

un « effet Swings » très fort : le spectre ultraviolet solaire étant très irrégulier, le taux de fluorescence varie de façon très brutale en fonction de l'effet Doppler dû au mouvement de la comète par rapport au Soleil ; le même effet se retrouve dans l'observation des raies de recombinaison de OH dans le domaine radio. Les observations de OH par spectroscopie hétérodyne (avec un pouvoir de résolution spatiale de 10), à une longueur d'onde de 18 cm, permettent de mesurer par effet Doppler le champ de vitesse au sein de la coma interne. Elles permettent aussi d'obtenir une surveillance systématique du taux d'activité des comètes, l'abondance de OH donnant une mesure directe de celle de H_2O.

Dans le domaine visible, les émissions cométaires les plus intenses sont dues à C_2, CN et CH ; on trouve aussi C_3, NH_2, et certaines transitions interdites de O (1D). Les ions observés dans le visible sont CO^+, H_2O^+, ainsi que N_2^+ et CH^+ (fig. 11-12). Le domaine ultraviolet a été étudié de manière approfondie grâce aux satellites *IUE* (fig. 11-13) puis *HST*.

Parmi les espèces neutres, les éléments les plus abondants sont H et OH. H est observé à de grandes distances du noyau dans la coma externe avec une vitesse de l'ordre de 8 km/s, conformément à ce que l'on attend si H est obtenu par dissociation de OH. Le radical OH, moins abondant que H, a une longueur d'échelle $V \cdot t$ de l'ordre de 10^5 km ; son taux de fluorescence varie, comme le prévoit la théorie, comme l'inverse du carré de la distance héliocentrique. Plusieurs estimations du rapport H/OH tendent vers une valeur de l'ordre de 2 ; c'est ce que l'on calcule si l'on suppose que H et OH proviennent principalement de la dissociation de H_2O, H étant à la fois un produit primaire de la dissociation (avec une vitesse de 20 km/s) suivant la réaction $H_2O \rightarrow OH + H$, et un produit secondaire (avec une vitesse de 8 km/s) suivant la réaction $OH \rightarrow O + H$.

L'atome d'oxygène présente la particularité d'être observé dans des transitions interdites, dans le visible, à 630-636,4 nm ($^1D - {}^3P$) et à 557,7 nm ($^1S - {}^1D$). Ces

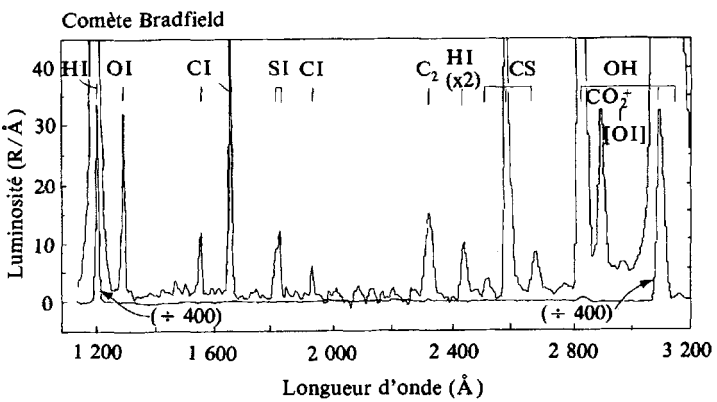


FIG. 11-13 – Le spectre ultraviolet de la comète Bradfield (1979 X). Ce spectre a été enregistré au moyen du satellite *IUE*. (D'après P. Feldman, *Comets, ibid.*)

raies semblent nécessairement dues à la formation de O dans un état excité (^{1}D ou ^{1}S), par dissociation d'une molécule mère, l'atome retombant ensuite dans l'état fondamental ^{3}P. Le premier candidat pour cette molécule mère est bien sûr H_2O ; mais les calculs prévoient que 10 % seulement de H_2O doivent se dissocier selon la réaction :

$$H_2O \rightarrow H_2 + O(^1D) \qquad (11.15)$$

alors que certaines mesures semblent indiquer un rapport $O(D)/H_2O$ de l'ordre de 35 %. L'existence d'une deuxième molécule mère semble donc nécessaire ; une candidate possible serait CO_2, détectée sur Halley et Hale-Bopp.

Un autre radical présente aussi un intérêt particulier : CN, observé à 388 nm et à 787 nm avec une longueur d'échelle de $3\ 10^5$ km. Ses molécules mères présumées sont HCN, avec une longueur d'échelle de $2\ 10^4$ km, détectée sur un grand nombre de comètes, ainsi que d'autres cyanides récemment observés (tableau 11-4). De plus, la distribution en jets de CN, observée sur certaines comètes, pourrait impliquer que ce radical est au moins partiellement produit par dégazage du manteau organique des grains cométaires.

L'origine des radicaux C_2, CH et C_3 est restée longtemps inexpliquée ; on l'attribue aujourd'hui aux hydrocarbures, en particulier C_2H_2 et C_2H_6, détectés sur Hale-Bopp.

Rapports isotopiques dans les comètes

Les rapports isotopiques fournissent une information importante sur les conditions de formation des glaces qui sont entrées dans la constitution des comètes. Des effets de fractionnement isotopique sont fréquemment mesurés dans le cas des molécules interstellaires ; ils sont attribués à des réactions ions-molécules à basse température. C'est en particulier vrai pour le deutérium du fait de la forte différence de masse présentée par la paire H-D ; on observe dans le milieu interstellaire des enrichissements en deutérium allant jusqu'à un facteur 10 par rapport à la valeur interstellaire locale.

Le rapport D/H a été mesuré, à partir de H_2O, sur trois comètes : Halley (par spectrométrie de masse à bord de la sonde *Giotto*), et Hyakutake et Hale-Bopp (par observation de HDO dans le domaine submillimétrique). Les trois valeurs sont remarquablement similaires ($3\ 10^{-4}$), environ 10 fois la valeur protosolaire et deux fois la valeur mesurée dans les océans terrestres. Cette dernière comparaison est intéressante car elle montre que l'eau des océans terrestres ne peut pas provenir uniquement des comètes. Il est aussi intéressant de comparer la valeur de D/H dans les comètes à celles des glaces qui ont constitué les planètes Uranus et Neptune ; les mesures actuelles indiquent que cette dernière valeur est inférieure d'un facteur de l'ordre de 2 (voir section 8.2).

Un fort enrichissement en deutérium, encore plus important que celui mesuré à partir de l'eau, a également été mesuré dans Hale-Bopp, à partir de HCN, en accord avec les observations faites dans le milieu interstellaire.

Dans le cas du rapport $^{12}C/^{13}C$, mesuré à partir des bandes visibles de C_2, ainsi que $^{34}S/^{32}S$ et $^{18}O/^{16}O$, obtenus par spectrométrie de masse dans la comète de Halley, les mesures n'ont pas montré d'écart significatif par rapport aux valeurs cosmiques. Ce résultat ne constitue pas une surprise, car les effets de fractionnement attendus sont beaucoup plus faibles que dans le cas du deutérium, compte tenu de la faible différence de masse entre les deux isotopes. Il faut noter toutefois que, dans le cas de la comète de Halley, les mesures *in situ* par spectrométrie de masse pourraient avoir mesuré une certaine dispersion dans les mesures $^{12}C/^{13}C$ provenant de grains cométaires individuels. Si ce résultat était confirmé, il pourrait indiquer une origine présolaire pour certains de ces grains qui auraient conservé leur composition originelle.

11.4.3 La poussière cométaire

On sait depuis longtemps que la poussière est un constituant essentiel des comètes, et ce principalement à cause des queues, larges et incurvées, autrefois appelées de « type II » qui se développent à proximité du périhélie. Sur certaines comètes particulièrement massives, une coma de poussière a été détectée à des distances héliocentriques atteignant sept unités astronomiques, trop élevées pour que la sublimation de l'eau puisse théoriquement démarrer. Comme l'ont montré les observations de Hale-Bopp, c'est la sublimation de CO et de CO_2 qui est responsable de ce début d'activité à de grandes distances héliocentriques.

Cinématique des queues de poussière

L'analyse des isophotes d'une queue de poussière a été traitée en détail par Finson et Probstein. Une poussière cométaire est éjectée du noyau avec une vitesse donnée V, et est soumise à une accélération due à deux facteurs jouant en sens contraires : l'attraction solaire et la pression de radiation (voir section 10.3.1). Le rapport de ces deux accélérations s'écrit habituellement $1 - \mu$, et l'on a

$$1 - \mu = C(\rho d)^{-1} \tag{11.16}$$

ρ étant la densité et d le diamètre de la particule.

On peut alors calculer la distribution de la densité des particules dans la queue de poussière ; quand la vitesse initiale V est nulle, le calcul est alors particulièrement simple. Dans ce cas, les isophotes d'une queue de poussière représentent une résolution à deux dimensions de deux paramètres bien distincts :

- la distribution des dimensions des particules varie le long de chaque synchrone (ensemble des poussières émises par le noyau à un instant donné) ;
- le taux de production des particules d'une taille donnée varie le long des syndynes (ensemble des poussières ayant une taille donnée), en fonction de la date d'émission.

La figure 11-14 montre une distribution de poussières avec synchrones et syndynes, ainsi que la formation de la queue de poussière. En pratique, la vitesse d'éjection des poussières n'est pas nulle, ce qui entraîne un élargissement de la queue ; des observations de cet élargissement ont permis d'estimer la vitesse d'éjection des poussières à 0,3 km/s en moyenne, soit environ trois fois moins que la vitesse d'éjection des gaz. Ensuite, les poussières sont accélérées par les gaz jusqu'à ce qu'ils atteignent leur vitesse finale (de l'ordre du km/s), et ce dans les cent premiers kilomètres.

Au-delà de 10^4 km, les particules neutres ne sont plus influencées que par la pression de radiation et la gravitation solaires :

$$F_{rad} = \frac{e}{c}\pi s^2 \frac{\Theta}{4\pi r^2} \tag{11.17}$$

$$F_{grav} = \frac{GM}{r^2}\left(\frac{4}{3}\rho\pi s^3\right). \tag{11.18}$$

e est l'efficacité de diffusion des particules, ρ leur densité, s leur rayon moyen, Θ le flux solaire à une unité astronomique, r la distance héliocentrique, M la masse du Soleil. On en déduit (voir équation 11.16) :

$$\frac{F_{rad}}{F_{grav}} \propto \frac{1}{ps}. \tag{11.19}$$

Tant que l'efficacité de diffusion ne dépend pas du rayon, la pression de radiation est donc d'autant plus efficace que les particules sont plus petites ; dans les queues de poussière observées, le rapport F_{rad}/F_{grav} varie habituellement entre 0,1 et 1.

Le noyau cométaire éjecte, en plus des particules observées dans la queue de poussière, des grains de grande dimension ($s > 30$ μm) que l'on observe dans les anti-queues, dont l'existence résulte d'un effet géométrique : il s'agit de particules éjectées à vitesse quasi nulle, distribuées dans le plan orbital de la comète ; lorsque

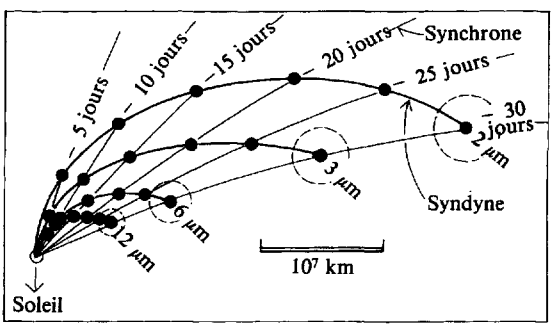


FIG. 11-14 – Distribution des poussières dans la queue cométaire. Les particules de taille donnée s'alignent le long des syndynes ; celles émises au même instant s'alignent le long des synchrones. (D'après A. Delsemme, *Comets, ibid.*)

la Terre traverse ce plan orbital, cet ensemble de particules, vu par la tranche, se présente comme une queue très étroite pointée vers le Soleil.

Composition des grains

Une première information est donnée par la spectroscopie infrarouge des comètes : dans de nombreux cas, l'émission caractéristique des silicates à 10 μm et 18 μm, se superpose au spectre continu thermique cométaire. Dans quelques cas, la signature de la glace H_2O a été observée à 3 μm. Le satellite *ISO* a permis de mesurer le spectre continu de Hale-Bopp et d'une autre comète périodique, Hartley-2, avec une grande précision. Il a ainsi mis en évidence la nature exacte du silicate qui compose les grains de ces comètes ; il s'agit de la forstérite, un silicate cristallisé de type olivine, riche en magnésium (Mg_2SiO_4 ; fig. 11-15).

Par ailleurs, l'observation du spectre visible de la comète Ikeya Seki, qui a frôlé le Soleil en 1968, a révélé l'émission due à de nombreux atomes métalliques, produits par la volatilisation de la poussière à proximité du Soleil (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu) ; les abondances relatives mesurées sont en accord avec les abondances solaires. Des émissions métalliques, ainsi que celle du lithium, ont également été détectées sur la comète Shoemaker-Levy 9 lors de sa collision avec Jupiter (voir 11.2).

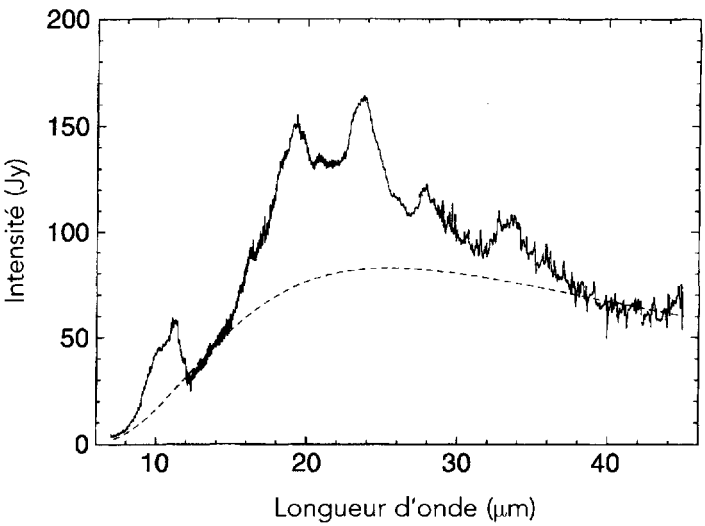


FIG. 11-15 – Le spectre ISO-SWS de la comète Hale-Bopp entre 7 et 45 μm, montrant les émissions dues à la poussière, et mettant en évidence la signature d'une olivine cristalline riche en magnésium, la forstérite (Mg_2SiO_4). (D'après J. Crovisier *et al.*, *Science*, 275, 1904, 1997.)

À ces informations spectroscopiques s'ajoutent quelques résultats d'observations *in situ* :

– l'analyse des poussières stratosphériques, dont on présume qu'elles sont d'origine cométaire, et dont la composition est proche de celle des chondrites C1 ;

– des mesures par spectrométrie de masse et par spectrométrie infrarouge, à bord des sondes de survol de la comète de Halley, *Giotto* et *VEGA*, qui indiquent la présence tout à la fois de grains silicatés et de grains carbonés.

Dimension des grains

La polarimétrie et la photométrie des comètes, ainsi que du nuage zodiacal, en fonction de leur angle de phase, dans le visible et l'infrarouge, nous fournissent des contraintes sur la dimension ainsi que sur la nature des particules, compte tenu de la théorie de Mie. Cependant, les observations permettent rarement de séparer ces deux paramètres. Les observations sont pour la plupart compatibles avec une distribution dite de Sekanina-Miller ; a étant le rayon de la particule et ρ sa densité (en g/cm^3) :

$$\begin{aligned} &- n(a) = 0, \text{ pour } \rho a < 0{,}45\ \mu m \\ &- n(a) = 2a - 0{,}9)a^{-5}, \text{ pour } 0{,}45\ \mu m < \rho a < 1{,}3\ \mu m \\ &- n(a) = a^{-4{,}2}, \text{ pour } \rho a > 1{,}3\ \mu m \end{aligned} \qquad (11.20)$$

Par ailleurs, des mesures directes, faites lors de la traversée par les sondes *VEGA* et *Giotto* de la coma de P/Halley, donnent accès au flux et à la dimension des particules rencontrées en fonction de la distance au noyau. On a constaté en particulier l'existence d'une proportion élevée de grains de très petites masses ($< 10^{-13}$ g), à de grandes distances du noyau dans la direction solaire, ce qui montre qu'ils sont peu sensibles à la pression de radiation.

Taux d'éjection de la poussière

Les estimations du taux de production, basées sur les observations cométaires dans le domaine visible, sont délicates car elles dépendent fortement de l'indicatrice de diffusion et de la dimension des particules. En revanche, on peut estimer la masse des grains indépendamment de leur taille par simple mesure du flux infrarouge ; cela est valable pour les grains dont les dimensions sont inférieures à la longueur d'onde. Les taux de production mesurés varient, en moyenne, de 10^4 g/s (pour les comètes à courte période, dont l'activité s'est ralentie) à 10^6 g/s (pour les comètes à longue période, au début de leur activité). Quant au rapport des taux de production poussière/gaz, il a pu être estimé dans quelques cas, à partir de l'analyse de la queue de poussière, par la méthode de Finson-Probstein ; les premiers rapports mesurés étaient de l'ordre de 0,7. Cependant, les incertitudes sont grandes, et il n'est pas exclu que ce rapport varie d'une comète à l'autre.

11.4.4 Matière cométaire et matière interstellaire

Il semble y avoir une similarité remarquable entre la composition des glaces cométaires et celle du milieu interstellaire. En effet, toutes les molécules observées dans les comètes ont été également détectées dans le milieu interstellaire, avec des abondances relatives comparables (tableau 2-1). L'enrichissement en deutérium mesuré dans les comètes plaide aussi en faveur d'une origine interstellaire des glaces cométaires.

De même, les noyaux réfractaires des matériaux cométaire et interstellaire sont également riches en silicates et en éléments métalliques. On peut noter que le spectre infrarouge de Hale-Bopp présente une ressemblance frappante avec celui de certaines pro-étoiles (fig. 11-15). En ce qui concerne le matériau carboné, des expériences de laboratoire ont montré que l'on peut former des composés organiques solides en irradiant des glaces, soit par rayonnement ultraviolet, soit par des particules énergétiques. Tous ces éléments semblent indiquer une composition « primitive » de la poussière cométaire, proche de celle des chondrites CI, au moins dans les quelques cas étudiés.

Il n'est toutefois pas exclu qu'il existe plusieurs classes de comètes différant entre elles par la composition moyenne des grains. De plus, la composition des glaces contenues dans les noyaux cométaires peut être très différente de celle des molécules mères mesurées à 1 ua. Enfin, des différenciations ont pu intervenir lors des passages successifs des comètes périodiques, ce qui entraînerait une évolution de leur composition par rapport à leur état initial.

11.5 L'interaction des comètes avec le vent solaire

Les comètes sont des objets de masse trop faible pour posséder un champ magnétique propre. Cependant, leur présence dans le milieu interplanétaire crée une modification du champ magnétique interplanétaire local (voir section 5.3.2). La situation est un peu comparable à celle de Vénus : une onde de choc dévie les lignes de force du vent solaire et échauffe celui-ci, cela dans le cas où la comète est suffisamment proche du Soleil pour s'être entourée d'une coma et d'une ionosphère.

Lorsque la comète est à plus de 2-3 ua du Soleil et que son taux de production est négligeable, son interaction avec le vent solaire est comparable à celle de la Lune : criblage de la surface par les ions incidents, qui sont absorbés, et diffusion rapide du champ magnétique interplanétaire à travers le noyau ; comme ce dernier est de dimension très petite, il n'y a pratiquement aucune modification du vent solaire ambiant (fig. 11-16).

La première étape de l'interaction du vent solaire avec une comète développée est la pénétration du premier dans le halo d'atomes d'hydrogène cométaire, dont la vitesse peut être de l'ordre de 10 km/s. Cette vitesse est négligeable par rapport à

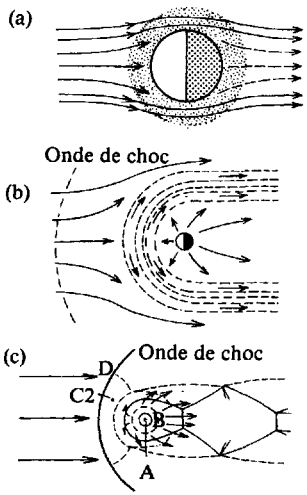


FIG. 11-16 – Trois types d'interaction vent solaire-comète. 1) Interaction de type lunaire (interaction faible) correspondant aux comètes peu actives. 2) Interaction de type Vénus, correspondant aux comètes intermédiaires. 3) Interaction de type vent solaire, ou interaction forte correspondant aux comètes très actives. (D'après W. Ip et W. Axford, *Comets*, *ibid.*)

celle du vent solaire, qui rencontre l'obstacle cométaire à environ 400 km/s. De cette interaction résulte la création d'une onde de choc, à 10^5-10^6 km en amont du noyau cométaire, à travers laquelle le vent solaire est chauffé et devient subsonique.

Les particules chargées ne peuvent se déplacer transversalement par rapport au vecteur champ magnétique $\vec{B}$, mais se déplacent en hélice autour des lignes de force ; il en résulte une capture des ions cométaires le long des lignes de force du vent solaire (phénomène de « pick-up » ; en fait, les ions cométaires injectés suivent des trajectoires en cycloïdes sous l'effet du champ magnétique interplanétaire couplé au champ électrique $\vec{E} = -\overrightarrow{V_{vs}} \times \vec{B}$ qui apparaît dans le référentiel de la comète). Lors de la capture par le vent solaire, le gain d'énergie d'un ion H_2O^+ peut atteindre 72 keV. La distribution des vitesses des ions injectés (en « anneau ») est instable et excite des ondes basses fréquences intenses qui rétro-agissent sur la distribution ionique pour la thermaliser. Le vent solaire, récupérant ainsi de la masse, est freiné progressivement et ralenti (*mass-loading*) jusqu'à une surface de contact dans la région où la pression exercée par le vent solaire et la pression dynamique de la coma s'équilibrent (à $\approx 10^4$ km du noyau). À l'intérieur de cette surface de contact, le champ magnétique est très faible et le plasma est stagnant.

À mesure que l'on s'approche du noyau, l'augmentation des densités électroniques et de neutres forme une barrière magnétique sur laquelle les lignes de force du champ magnétique du vent solaire se compriment, d'où une augmentation du

champ magnétique (qui, en amont de l'obstacle, sert de « tampon » à la pression totale du vent solaire). Puis elles se replient de chaque côté du noyau en formant une queue dans la direction antisolaire, constituée de deux lobes de polarité opposée. Entre les deux lobes, le champ magnétique doit passer par une valeur proche de zéro et on doit observer une lame de courant où la densité du plasma est très forte. Ce schéma, dû à Biermann et Alfvén, a été vérifié par les mesures de la sonde *ICE* sur la comète Giacobini-Zinner (voir ci-après).

La structure de la queue ionisée d'une comète est souvent caractérisée par une série de paires symétriques de rayons ionisés, d'un diamètre de 10^3 à 10^4 km, inclinés d'un petit angle sur l'axe central de la queue (voir fig. 11-17). À partir de modèles MHD, il a été suggéré que l'existence de ces rayons ionisés était corrélée à celle de discontinuités tangentielles dans le champ magnétique interplanétaire : la formation d'un rayon ionisé serait due à des filaments étroits, où la densité serait élevée mais le champ faible, séparés par des régions caractéristiques inverses. On peut trouver des exemples de queues ionisées, formées d'un très grand nombre de ces faisceaux étroits ionisés.

La dernière étape de la formation des rayons ionisés est leur évolution vers la queue ionisée centrale, puis leur disparition dans celle-ci (fig. 11-18). On peut supposer que les ions cométaires, balayés par le vent solaire jusqu'à la coma extérieure, sont les éléments rapides des rayons ionisés, tandis que le plasma originaire de la coma interne, animé d'une vitesse plus faible, serait le principal constituant de la queue ionisée centrale.

Outre des rayons ionisés, les queues de plasma cométaires présentent aussi une grande variété de figures morphologiques : ondes, nœuds, hélices... qui varient à la fois en intensité et en position dans l'espace, sur des échelles de temps de l'ordre de quelques heures. Un autre phénomène caractéristique des queues ionisées, observé depuis longtemps en de nombreuses occasions, consiste en une

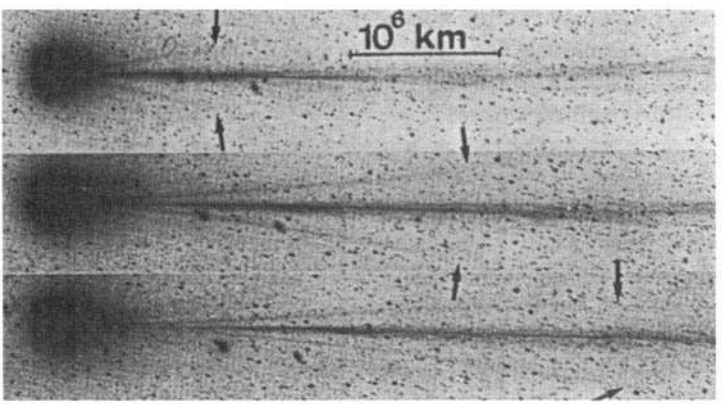


FIG. 11-17 – La morphologie de l'effet de repli d'une paire symétrique de rayons ionisés (comète Kobayashi-Berger-Milon). (W. Ip et W. Axford, *Comets*, *ibid.*)

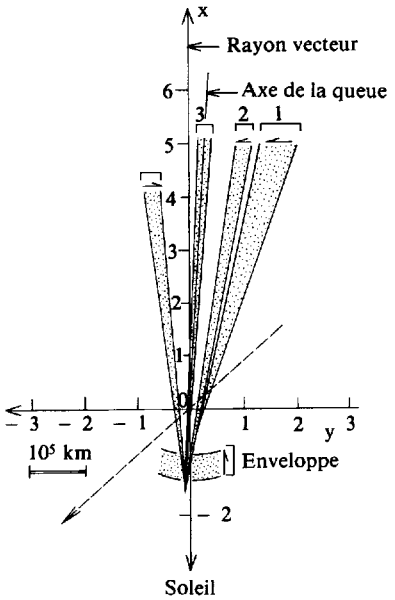


FIG. 11-18 – Mouvement de quatre rayons ionisés, observés sur la comète Morehouse en 1908. (D'après W. Ip et W. Axford, *ibid.*)

déconnexion apparente de la queue de plasma à l'arrière de la coma, suivie de la reformation de la queue, à partir des rayons ionisés qui convergent vers celle-ci. On attribue ce phénomène au passage du noyau cométaire dans une frontière de secteur du champ magnétique B_z du vent solaire, c'est-à-dire une région où le champ magnétique change de sens. On observe alors une nouvelle queue de plasma, tandis que l'ancien morceau de queue, de polarité opposée, se détache.

La première mission destinée à l'étude *in situ* de l'interaction qui se produit entre une comète et le vent solaire est la mission ICE (*International Cometary Explorer*) qui a survolé le 11 septembre 1985 la comète Giacobini-Zinner à une distance minimale de 7 800 km. Il s'agissait de la sonde *ISEE-3*, lancée par la NASA quelques années plus tôt pour l'étude du vent solaire, et renommée *ICE* lors de la modification de trajectoire qui a permis sa rencontre avec une comète. La sonde ne contenait par conséquent que des instruments destinés à l'étude du plasma. En 1986, cinq sondes ont exploré l'environnement de la comète de Halley. La sonde *Giotto* a ensuite poursuivi sa mission par un survol de Grigg-Skjellerup en 1992. En 1996, la sonde *Ulysse* a détecté la queue de plasma de la comète Hyakutake à 3,8 ua de son noyau.

À une distance de plusieurs millions de kilomètres de la comète, la sonde *ICE* a commencé à détecter des particules énergétiques (de plusieurs dizaines de keV à quelques MeV), dont les mécanismes d'accélération ne sont pas élucidés (voir

section 8.4.3). La sonde n'a pas mis en évidence d'onde de choc nette, mais des turbulences ont été enregistrées à partir d'une distance d'environ $1{,}5 \times 10^5$ km, et jusqu'à quelque 2×10^4 km. À une distance inférieure, la sonde a traversé la région des deux « lobes », dans lesquels le champ magnétique se replie : son intensité est de l'ordre de 60 nT, et il est de sens opposé de part et d'autre de la lame neutre dans laquelle il est quasi nul (la mesure est de 5 nT, le champ du milieu interplanétaire ambiant étant de 8 nT). Dans les lobes, la densité électronique suit une loi en R^{-2}, R étant la distance au centre de la comète, pour augmenter rapidement dans la lame neutre, jusqu'à une valeur de 10^3 électrons/cm^3. Au-delà de la lame neutre, la structure est grossièrement symétrique. La sonde *ICE* a également détecté des ions dans le domaine de masse 14-33 : les plus abondants sont le groupe H_2O^+, puis un groupe aux masses 23-24, que l'on pourrait identifier à Na^+ et Mg^+, puis le groupe CO^+ auquel on attribue l'émission de couleur bleue des queues de plasma cométaires.

Les résultats des sondes *Giotto* et *Vega* ont donné des informations comparables pour la comète de Halley (et Grigg-Skjellerup). Contrairement à la sonde *ICE*, ces sondes n'ont pas traversé la lame neutre. Un choc faible ($M = V/V_{son} \approx 2$) a été mis en évidence en amont. Plusieurs frontières inattendues ont été observées (par certaines ou toutes les sondes auprès des trois comètes explorées) : une frontière « mystérieuse » a été traversée à $\approx 5 \times 10^5$ km du noyau de Halley, dans la « cométogaine », marquée notamment par une modification de la distribution des ions cométaires, une décroissance de la vitesse et de la densité du vent solaire, et une densité accrue d'électrons chauds (de quelques keV, pouvant peut-être expliquer l'émission X des comètes Hyakutake, Hale-Bopp et Encke) vers l'intérieur ; vers $1{,}6 \times 10^5$ km, une « cométopause » sépare des régions de composition chimique très différente (vent solaire « alourdi » et décéléré à l'extérieur, et population dominée par les ions lourds cométaires à l'intérieur) ; la région d'empilement magnétique a été franchie à $1{,}2 \times 10^5$ km : c'est une discontinuité magnétique tangentielle, où le champ magnétique maximal détecté vaut $\approx$ 60 nT, associée à une décroissance de la densité, de la température et la vitesse des électrons. Plusieurs discontinuités ont ensuite été enregistrées durant le voyage vers le noyau dans la densité, la température et la vitesse des ions. La limite de l'ionosphère cométaire (surface de contact) a été rencontrée vers 10^4 km, où les spectromètres de masse ont observé le groupe H_2O^+ très intense (l'ion H_3O^+ étant plus abondant que H_2O^+ d'un facteur voisin de dix), ainsi que de nombreux autres ions. Dans la cavité entourant le noyau, le champ magnétique est quasi nul, et le plasma stagnant. Des faisceaux d'ions ont été observés à la frontière de cette cavité, et des ions négatifs ont été détectés à l'intérieur. Aucun choc interne n'a été détecté.

Finalement, l'expansion de l'atmosphère cométaire fait que son interaction avec le vent solaire est très complexe et assez différente de celle de Vénus ou Mars.

Chapitre 12

Les nouvelles frontières

12.1 Introduction

L'image du système solaire extérieur comprenant Pluton comme dernière planète à 40 ua, et le nuage de Oort à une distance de plus de 40 000 ua, n'est plus valable de nos jours. Pluton n'est plus le dernier objet visible dans notre système planétaire. Des centaines de corps glacés, en orbite au-delà de Pluton et de Neptune, ont été découverts au cours de la dernière décennie du XX^{e} siècle.

À l'autre extrémité du système solaire, Mercure n'est plus non plus l'objet le plus proche du Soleil. Des études dynamiques ont montré que des objets de diamètre supérieur à 1 km peuvent exister dans la région comprise entre 0,07 et 0,20 ua, et survivre depuis l'âge du système solaire. Il existe aussi des objets qui passent très près du Soleil, et même qui tombent dans le Soleil. Le satellite *SOHO* a ainsi observé avec ses coronographes plusieurs centaines de comètes qui sont tombées dans le Soleil.

Les orbites des comètes et des astéroïdes qui s'approchent de la Terre (« croiseurs de la Terre » ou géocroiseurs) évoluent de manière chaotique, surtout sous l'effet gravitationnel des planètes. En ce qui concerne les comètes, ces perturbations peuvent les faire entrer en collision ou frôler le Soleil. Des simulations numériques ont montré que 6 % des comètes à courte période (y compris la comète de Encke) viennent frôler le Soleil sur une échelle de temps d'à peu près 10^5 ans. Quant aux astéroïdes, il semble que plus de 30 % d'entre eux puissent subir des collisions avec le Soleil sur une échelle de temps de l'ordre de 10^6 ans. Les collisions avec le Soleil semblent donc être très importantes, beaucoup plus importantes que les collisions avec les planètes ou les éjections au-dehors du système solaire.

12.2 Découverte des objets lointains

Après la découverte de Pluton, en 1930, l'astronome américain C. W. Tombaugh a entrepris une recherche systématique d'objets planétaires lointains (à la recher-

che d'une dixième planète) jusqu'en 1943. Il conclut à l'inexistence d'objets plus brillants que la Terre jusqu'à 100 ua, et plus brillants que Jupiter jusqu'à 470 ua, tout au moins dans les régions proches du plan de l'écliptique. Ces études ont été poursuivies ensuite par d'autres astronomes, et sont restées sans succès pendant très longtemps.

Jan Oort avait démontré que les comètes de longue période proviennent d'un nuage sphérique (appelé par la suite nuage de Oort) et il avait supposé que les comètes de courte période provenaient d'objets de longue période capturés par des planètes géantes. Cette hypothèse a été mise en doute par différents scientifiques. La faible probabilité de capture gravitationnelle par Jupiter n'était pas compatible avec le grand nombre de comètes à courte période observées. Des simulations numériques montrèrent que le mécanisme de capture des planètes gazeuses géantes était peu efficace, et que les rares comètes qui pouvaient être extraites du nuage de Oort par l'attraction gravitationnelle des planètes avaient des orbites très inclinées par rapport au plan de l'écliptique. Afin de savoir si le système solaire était réellement vide au-delà de Pluton, les deux astronomes D. Jewitt et J. Luu ont entrepris un programme d'observation pour découvrir de nouveaux objets. Le premier objet (15760 1992 QB1) a été détecté le 30 août 1992 après cinq ans de recherches sans succès. Il s'agit d'un corps céleste de quelques centaines de kilomètres de diamètre, plus éloigné du Soleil que toutes les planètes connues. Depuis cette première découverte, le nombre de nouveaux objets détectés a rapidement augmenté. Suite aux recherches de nombreuses équipes dans le monde, le rythme des découvertes ne cesse de s'accélérer. En janvier 2003, on connaît plus de 700 objets (voir fig. 12-1). Sur la base des grands relevés effectués, on estime le nombre de ces objets à plusieurs centaines de millions.

La liste des TNO connus est disponible sur le site Internet du Minor Planet Center (IAU, Smithsonian Astrophysical Observatory) et est mise à jour quotidiennement : <http://cfa-www.harvard.edu/iau/lists/TNOs.html>.

Ces objets (voir tableau 1-6, chapitre 1), au début de leur découverte en tant qu'astéroïdes (petites planètes), étant donné l'absence de preuve d'activité cométaire, ont été appelés par certains objets transneptuniens (TNO). D'autres les appellent simplement objets de Kuiper, d'autres encore objets d'Edgeworth-Kuiper. Edgeworth a été le premier à formuler l'hypothèse selon laquelle une ceinture aplatie de petits objets pouvaient exister au-delà de l'orbite de Pluton ; ensuite, aussi bien Edgeworth que Kuiper ont supposé qu'une autre source de comètes à courte période pouvait exister juste au-delà des planètes extérieures. Dans ce livre nous adopterons les termes d'objets transneptuniens (TNO).

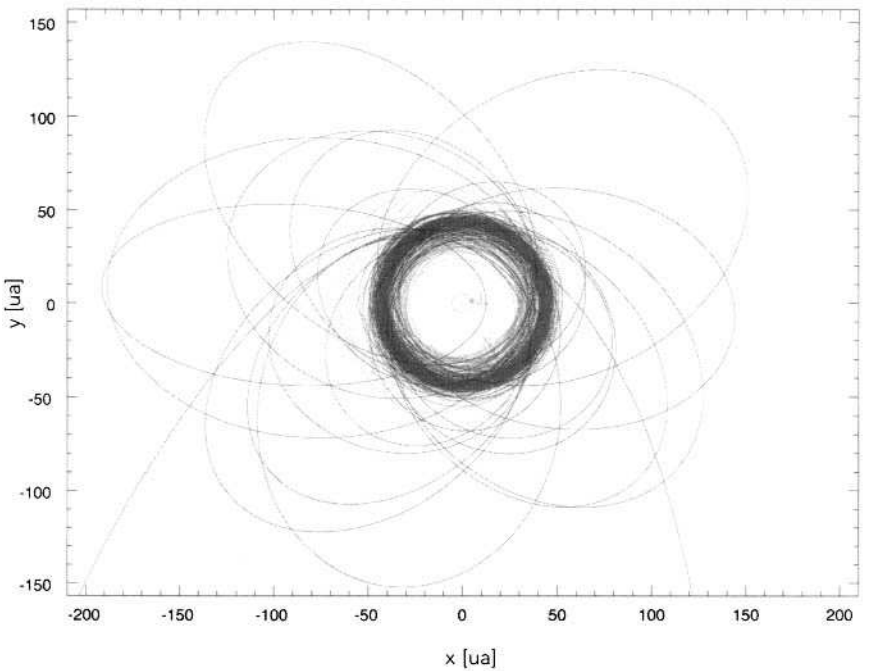


FIG. 12-1 – Trajectoire des TNO connus au 1er janvier 2002, projetées sur le plan de l'écliptique. (D'après D. Jewitt.)

12.3 Caractéristiques orbitales des transneptuniens

Les TNO connus sont divisés en trois classes dynamiques : objets classiques, objets résonants et objets diffusés. La figure 12-2 montre la distribution des demi-grands axes de ces objets par rapport à l'excentricité. La localisation des résonances est indiquée par des lignes verticales.

Les objets classiques, qui regroupent les deux tiers de la population connue, ont des orbites quasi-circulaires avec de faibles excentricités (valeur moyenne 0,07) et une inclinaison qui ne dépasse pas 32°. Leurs orbites ont un demi-grand axe compris entre 42 et 47 ua et ne sont pas associées aux résonances.

Les objets résonants ont des orbites de plus grandes excentricités et inclinaisons. Plus de 12 % de tous les objets connus sont localisés principalement dans la résonance 3:2 avec Neptune à a = 39,5 ua. Ces objets s'appellent Plutinos à cause de leur similarité orbitale avec Pluton. Comme Pluton, ces objets tournent deux fois autour du Soleil pendant que Neptune effectue trois révolutions. L'abondance apparente de cette population peut résulter d'un biais observationnel. Certains de

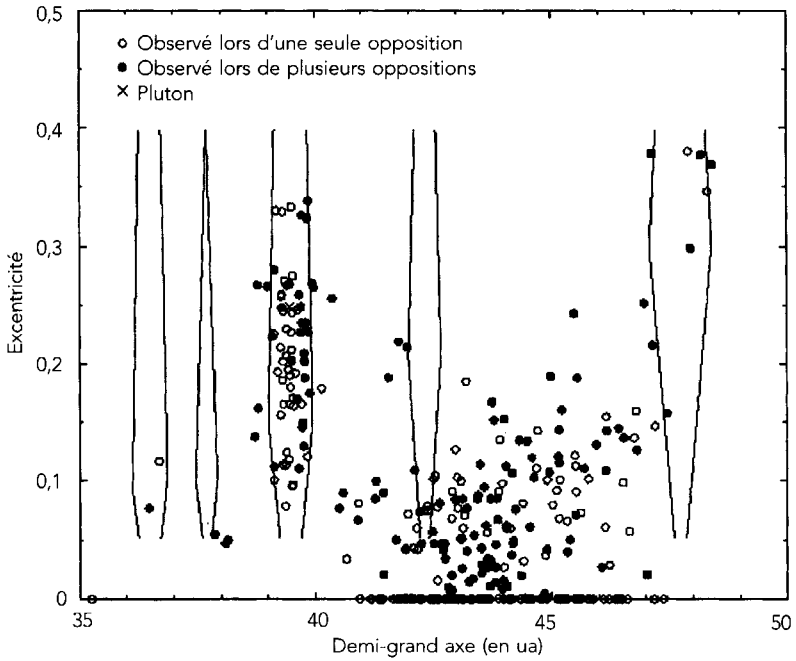


FIG. 12-2 – Excentricités des TNO en fonction du demi-grand axe des orbites des objets découverts. Les objets diffusés ne sont pas représentés. Les symboles pleins représentent la position des objets qui ont des orbites bien connues. Les différentes zones de résonances (4:3, 7:5, 3:2, ...) sont indiquées. Pluton et les Plutinos sont localisés dans la résonance 3:2.

ces Plutinos ont des périhélies à l'intérieur de l'orbite de Neptune ainsi que de Pluton. Les excentricités vont de 0,1 à 0,34, et les inclinaisons sont inférieures à 20°. Les autres résonances (comme 4:3, 5:3, et 2:1) semblent aussi être peuplées, bien qu'à un niveau moindre. Des simulations numériques montrent que plus de 50 % des objets initialement non résonants sont capturés dans des résonances de moyen mouvement.

Les objets diffusés sont ceux qui ont un périhélie à l'extérieur de l'orbite de Neptune et une grande excentricité. Le premier de ce type à avoir été découvert a été 15874 (1996 TL66), qui a une orbite caractérisée par a = 85 ua, e = 0,58 et i = 24°, son périhélie est à 35 ua alors que son aphélie est à 135 ua. Trois nouveaux objets 1999 CF119, 1999 CY118 et 1999 CV118 furent découverts en 1999, 24 de plus en 2000, etc. J. Luu suggère que plus de 6 000 objets peuvent avoir des orbites similaires à ces corps. De nouvelles découvertes de ce type d'objets fourniront des contraintes sur la distribution radiale de masse dans la nébuleuse solaire, même si, avec des orbites si éloignées, la majorité d'entre eux doit être située trop loin du Soleil, et donc émettre un flux trop faible pour qu'ils soient détectables.

Le bord intérieur de la région peuplée par les TNO est donc bien défini par Neptune, alors que le bord extérieur reste inconnu. Nous ne savons pas si ces objets sont distribués de la région des planètes jusqu'au nuage de Oort. Étant donné les limites d'observation, il est très difficile de détecter la limite extérieure et de déterminer la sous-structure de la ceinture.

12.4 Les Centaures

Deux populations d'objets sont reliées aux objects transneptuniens : les Centaures et les comètes à courte période (voir chapitre 11). Ces dernières ont très probablement leur origine dans les zones chaotiques du disque des TNO, aux bords des résonances, en particulier des objets diffusés.

Les Centaures (voir tableau 12-1), dont les orbites ont des demi-grands axes compris entre ceux de Jupiter (a = 5 ua) et de Neptune (a = 30 ua), sont les meilleurs candidats pour les objets échappés de la population des TNO. Ils ne peuvent pas s'être formés là où ils se trouvent aujourd'hui, car leurs temps de vie avant éjection du système solaire sont bien inférieurs à l'âge de celui-ci. Les intégrations orbitales à long terme des TNO suggèrent que les perturbations par des planètes géantes ou des collisions fournissent des sources de Centaures. Leurs orbites ne sont pas stables sur une durée de vie dynamique mesurée en millions d'années et vont donc continuer à évoluer suite à des rencontres proches avec les planètes géantes. Jusqu'à maintenant plusieurs dizaines d'objets ont été découverts avec ces orbites particulières : on estime que plus de 2 000 Centaures ont une taille intermédiaire entre le diamètre typique des comètes (1-20 km) et Pluton (2 300 km). 2060 Chiron fut le premier objet de ce groupe découvert, avec un périhélie à 8,45 ua et un aphélie à 19 ua. Chiron fut d'abord classé comme astéroïde, puis comme comète, suite à la détection d'une coma. Chiron est le seul objet de ce groupe qui témoigne d'une activité cométaire. Il est possible que les Centaures soient des objets riches en glace dont la surface peut se sublimer sous de bonnes conditions et donc évoluer en comètes à courte période. Les Centaures font le lien entre les TNO et les comètes à courte période ; étant plus proches et plus brillants que les TNO les plus typiques, ils sont bien plus faciles à étudier.

12.5 Propriétés physiques et composition

Les propriétés physiques et chimiques des TNO sont encore mal connues, à cause de la faible intensité intrinsèque de ces objets distants. Les observations avec un bon rapport signal/bruit sont extrêmement difficiles à réaliser et exigent des ressources en télescope considérables, ainsi qu'une analyse et une calibration de données très soigneuses. L'imagerie CCD est la méthode la plus simple pour observer ces objets à faible luminosité, surtout lorsque la position orbitale n'est pas très bien connue.

Tableau 12-1
Caractéristiques orbitales et dimensions de quelques Centaures

Nom	q (ua)	Q (ua)	e	i (°)	Diamètre (km)	Albédo
2060 Chiron	8,45	18,77	0,38	6,9	148 ± 8	$0,17 \pm 0,02$
5145 Pholus	8,66	31,93	0,57	24,7	190 ± 22	$0,04 \pm 0,03$
7066 Nessus	11,78	37,01	0,52	15,7	≈ 75	–
8405 Asbolus	6,84	29,01	0,62	17,6	66 +/– 8	0,12 +/– 0,03
10199 Chariklo	13,10	18,51	0,17	23,4	302 ± 30	$0,045 \pm 0,010$
10370 Hylonome	18,84	31,04	0,24	4,1	≈ 150	–
1998 SG35	5,83	11,01	0,31	15,6	≈ 35	–
2000 QC243	13,17	19,92	0,20	20,7	≈ 190	–

Étant donné que ces objets ne sont pas résolus par imagerie, et que leur albédo est en général inconnu, l'estimation de leur diamètre en est fortement affectée. Si on prend une valeur d'albédo moyenne de 0,05, le diamètre de ces objets estimé à partir de la brillance absolue s'échelonne entre 1 300 km et 30 km pour les objets les plus faibles. En se basant sur les statistiques des découvertes, il est possible de calculer la distribution de cette population en fonction de la luminosité à l'intérieur de la région 30-50 ua. Étant donné la distribution en taille, il est possible de calculer la masse totale. Il semblerait que la masse totale entre 30 et 50 ua soit de l'ordre de 0,1 masse terrestre. Cette masse de 0,1 M_{Terre} à l'intérieur de 50 ua comprend 100 000 objets plus grands que 100 km. Si on l'extrapole aux petites tailles, le nombre total de TNO dont le diamètre est supérieur à 1 km dépasse plusieurs milliards, alors que, vers les grands diamètres, la distribution en taille s'étend jusqu'à Pluton, ce qui semble indiquer l'existence possible d'autres d'objets de plus de 2 000 km de diamètre. Le plus gros TNO actuellement connu (janvier 2003) est 50 000 Quaoar, avec un diamètre de 1 300 km.

La population des TNO contenait dans le passé beaucoup plus de matière. Une masse minimale de plus de 10 M_{Terre} est nécessaire pour expliquer la croissance des planétésimaux jusqu'à des objets de la dimension de Pluton. Probablement plus de 99 % de la masse initiale ont été perdus, mais les mécanismes qui pourraient expliquer la perte de masse restent encore très mal connus. Les collisions aussi bien constructives que destructives, les perturbations gravitationnelles, les résonances avec les planètes, pourraient être des explications. Des études théoriques montrent que les planètes, en particulier Neptune, pourraient avoir migré au cours de leur formation à la suite d'interactions gravitationnelles avec de gros planétésimaux. La migration éventuelle des planètes géantes pourrait alors avoir contribué à perturber ces objets.

Si les propriétés physiques et chimiques des TNO sont encore très mal connues, une indication de la période de rotation orbitale est disponible pour

quelques objets, allant de 6 à 16 heures. Les couleurs de ces objets, mesurées dans le visible et dans l'infrarouge proche, montrent une grande diversité, allant d'une couleur neutre jusqu'à une couleur rouge bien marquée (voir fig. 12-3). Cette diversité implique une composition de surface différente. Même s'il est difficile de déduire la composition de surface sur la seule base de couleurs déterminées par spectro-photométrie à large bande, il semble réaliste d'interpréter la couleur neutre comme étant une surface d'eau glacée sale, alors que le rougissement est la conséquence de la présence de composés riches en carbone comme des matériaux organiques et des tholins. Dans la région visible, les Centaures et les TNO ont des caractéristiques spectrales très similaires, et cette similarité renforce l'hypothèse selon laquelle les Centaures sont des objets transneptuniens injectés dans des orbites que traversent celles des planètes géantes. Sur la base d'une analyse des couleurs B, V, R, I, disponibles pour un petit échantillon de plus de 40 objets, on a trouvé une population dont la composition est complexe et inhomogène.

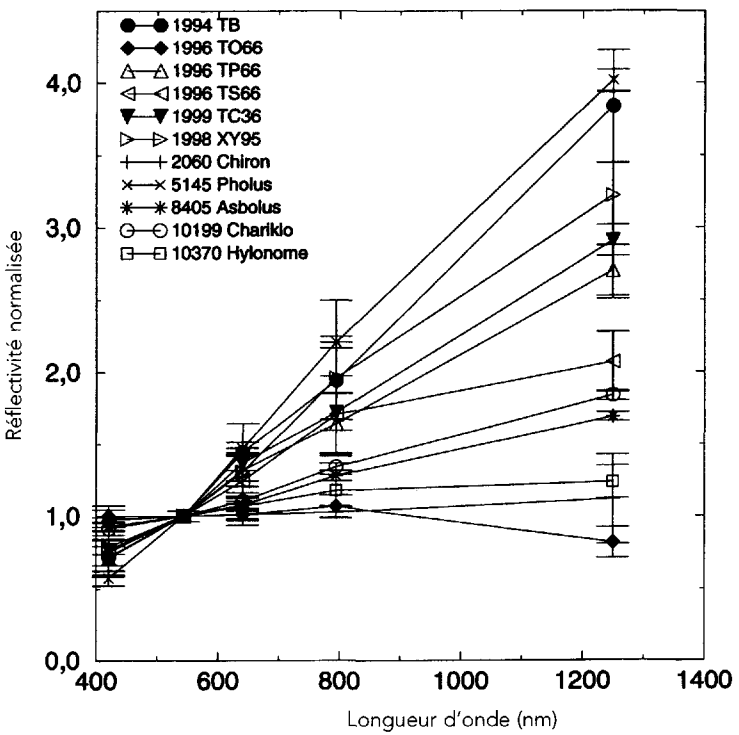


FIG. 12-3 – Couleurs de 12 TNO transformées en réflectivités relatives. Les réflectivités sont normalisées dans le filtre V (550 nm) et montrées en fonction de la longueur d'onde. Les couleurs montrent une très grande diversité : certains objets, comme 1996 TO66, 1996 TP66 possèdent des spectres très plats (ils ont une couleur neutre par rapport à celle du Soleil) ; d'autre présentent une couleur très rouge (1997 CQ29, 1997 CU29).

La spectroscopie dans l'infrarouge proche (jusqu'à 2,5 μm) n'a pu être tentée jusqu'à maintenant que pour les objets les plus brillants, et leurs spectres présentent de grandes différences. Les spectres de certains objets montrent un comportement plat, sans caractéristiques, semblable à celui de l'eau glacée sale. Le spectre d'autres TNO, par exemple celui de 15789 (1993 SC), met en évidence des signatures très semblables à celles qui sont présentes dans les spectres de Triton et de Pluton, particulièrement la signature à 2,2 μm interprétée comme une absorption par des glaces d'hydrocarbures. Le Centaure 5146 Pholus semble contenir des composés organiques comme du méthanol glacé, de la glace et des silicates (voir fig. 12-4). Un autre Centaure, 10199 Chariklo, présente un spectre avec une absorption due à de la glace H_2O probablement dans un état amorphe. En résumé, même si la qualité de tous ces spectres est encore très médiocre, leur comportement montre que ces objets sont très différents les uns des autres. Les différences peuvent être dues à des degrés différents d'une évolution collisionnelle. En fait, comme cela est démontré par simulation numérique, l'évolution par collision semble avoir joué un rôle substantiel, surtout dans la partie intérieure des TNO. Les collisions peuvent avoir retravaillé la surface des objets et révélé des

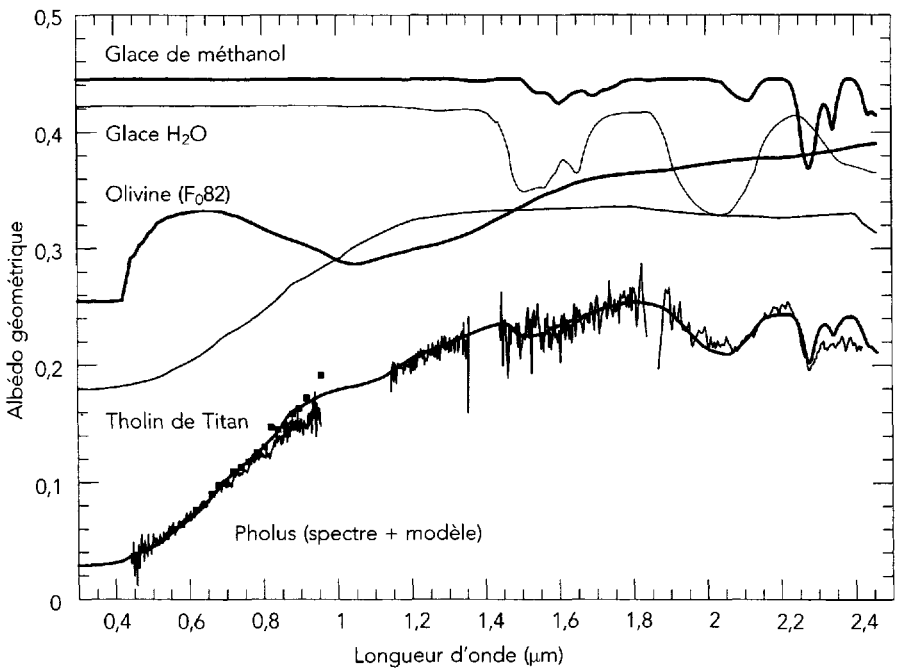


FIG. 12-4 – Le spectre de Centaure 5145 Pholus dans l'infrarouge proche. En bas de la figure, le modèle (en traits pleins) est superposé au spectre observé. Le modèle inclut de la glace de Méthanol, de la glace d'eau, de l'olivine, des tholins de Titan et du carbone amorphe. (D'après Cruikshank *et al.*, *Icarus*, 135, 389, 1998.)

matériaux frais provenant de l'intérieur. Divers degrés d'altération dus à un bombardement de rayons cosmiques (*space weathering*) sur les surfaces d'âges différents (de matériaux fraîchement extraits à une vieille croûte) peuvent être à l'origine des différences observées.

Les TNO peuvent être considérés comme des restes fossiles du nuage protoplanétaire qui a survécu depuis 4,6 milliards d'années (voir fig. 12-5). La découverte de ces objets dans notre système solaire conduit à avancer l'hypothèse que des objets similaires pourraient exister autour d'autres étoiles. Des disques de poussière autour d'étoiles proches, par exemple HR 4796A et ε Eridani, ont des dimensions comparables à celle de la population de TNO telle qu'on l'observe actuellement (voir chapitre 14). L'étude des TNO fournit des contraintes importantes sur la formation des systèmes planétaires. Les TNO représentent une des populations les plus intéressantes et les plus primitives du système solaire. Avec de nouvelles découvertes, une vision de plus en plus précise des frontières du système solaire devrait être possible dans un futur proche.

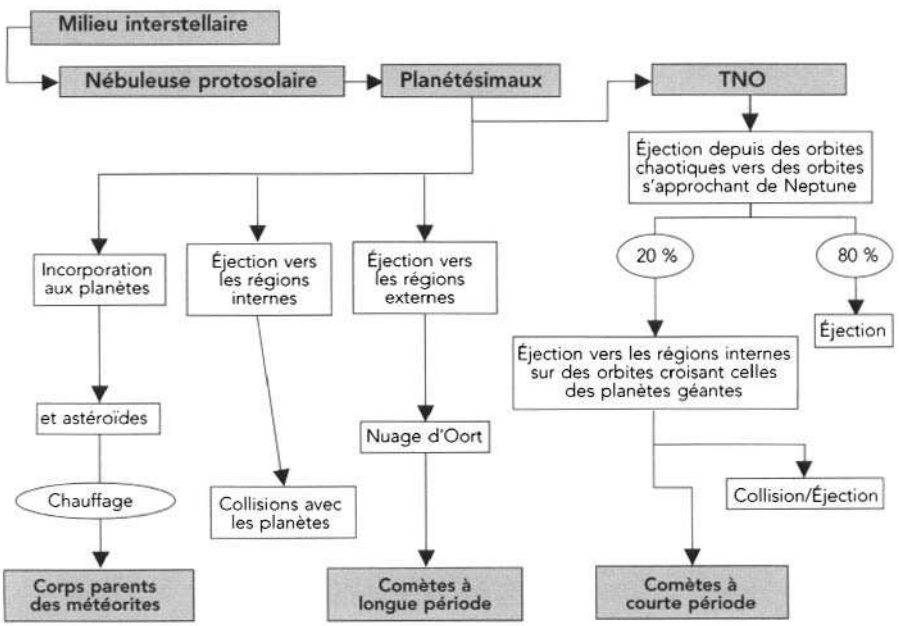


FIG. 12-5 – Scénario possible (proposé par Dale Cruikshank) d'évolution des petits corps du système solaire. Les planétésimaux de la zone des planètes géantes en formation sont éjectés vers l'extérieur du système solaire.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Chapitre 13

Grains interplanétaires, micrométéorites et météorites

13.1 Introduction

Outre le rayonnement et les particules d'origine solaire ou galactique, l'espace interplanétaire contient des grains et blocs rocheux de toutes tailles. Les poussières interplanétaires se manifestent sous la forme du nuage zodiacal, que l'on peut observer au lever ou au coucher du Soleil, soit à proximité de celui-ci, soit dans la direction opposée (Gegenschein) par diffusion de la lumière solaire sur les grains.

La collision des poussières interplanétaires avec la Terre est à l'origine des chutes de météorites et des pluies d'étoiles filantes. Quelle est l'origine de cette matière extraterrestre ? Il semblerait que l'on pût attribuer une origine cométaire aux plus petits des grains interplanétaires, de dimension voisine du micromètre. En revanche, les plus gros, c'est-à-dire ceux dont la masse est supérieure au kilogramme, et qui constituent la source des météorites qui tombent sur Terre, proviendraient des astéroïdes. En nombre comme en masse intégrée, l'essentiel de tout ce qui atteint la Terre est constitué des grains interplanétaires de petite taille, leur nombre décroissant très rapidement lorsque leur taille augmente. C'est ce qui fait qu'on ne considère généralement pas les corps dont les dimensions atteignent ou dépassent la centaine de mètres comme faisant partie des constituants du milieu interplanétaire. Il n'est toutefois pas possible de définir de frontière stricte entre les grains interplanétaires et les débris astéroïdaux dont ils proviennent.

La durée de vie interplanétaire des grains, quelle que soit leur taille, est très inférieure à celle de leur vie « planétaire ». Tous proviennent d'un corps parent dont ils ont été éjectés récemment en comparaison de leur âge, au moins égal à celui du système solaire. La condensation de ces corps parents remonte en effet aux premières phases de l'évolution de la nébuleuse protosolaire, lors du refroidissement qui est survenu il y a environ 4,55 milliards d'années.

Parmi ces corps parents, les plus petits, dont la dimension ne dépasse pas quelques kilomètres, possèdent une propriété particulière : le rapport élevé de

leur surface à leur volume a vraisemblablement été suffisant pour permettre d'évacuer par rayonnement l'énergie accumulée au cours de leur croissance. Ces objets se sont ainsi maintenus à une température suffisamment faible pour éviter une fusion interne dont on sait qu'elle provoque, après recristallisation, une différenciation minéralogique. Les noyaux cométaires et les astéroïdes de type C constituent de la sorte, avec les TNO, les corps les plus primitifs du système solaire, parce qu'ils n'ont pas subi d'épisode métamorphique majeur depuis leur accrétion initiale. De plus, il semble aujourd'hui qu'une fraction des grains présents dans la nébuleuse protosolaire, c'est-à-dire condensés dans l'atmosphère d'autres étoiles, ait survécu lors de l'évolution thermique de cette nébuleuse. Ces grains ont pu être incorporés, sans modification majeure de leurs propriétés physiques, chimiques ou isotopiques, dans des objets planétaires de petites tailles. Au total, une partie au moins de la matière condensée extraterrestre constitue un échantillonnage du matériau primitif à partir duquel l'ensemble du système solaire s'est formé.

13.2 Distribution en masse

La distribution en masse des grains interplanétaires à une distance héliocentrique d'une unité astronomique a été obtenue directement par satellite jusqu'à une masse d'environ 10^{-6} g, ainsi que par l'observation des microcratères d'impacts sur les échantillons lunaires et sur des feuilles métalliques exposées à l'espace, soit à la surface de la Lune, soit en orbite autour de la Terre. Les sondes *Pioneer*, *Galileo*, *Ulysse* et *Cassini* ont ensuite étendu ces mesures à une vaste gamme de distances héliocentriques. Les masses supérieures à 10^{-6} g sont évaluées à partir des observations de météores : les météores de masse inférieure au gramme peuvent être détectés par écho radar sur la traînée ionisée provoquée par leur passage dans l'atmosphère. Pour les plus massifs, on a recours aux observations photographiques. Enfin, pour les plus gros objets, le flux est déduit de la distribution en taille des cratères à la surface de la Lune.

L'ensemble de ces données permet de décrire la distribution en masse du flux des grains interplanétaires, sous sa forme intégrale, au moyen de trois relations du type $N(m) = Am^{-\gamma}$ où N(m) est le nombre intégré des grains de masse supérieure à m, par unité de surface exposée et par unité de temps. Ainsi qu'on l'observe sur la courbe de la figure 13-1, on peut définir trois domaines de masses, correspondant à trois couples (A,γ) différents : pour $m < 10^{-7}$ g, $\gamma = -0{,}46$; pour 10^{-7} g $< m < 1$ g, $\gamma = -1{,}213$; pour $m > 1$ g, $\gamma = -1{,}3$.

On constate que la contribution en masse devient vite négligeable pour m $m < 10^{-7}$ g, et que l'essentiel des particules a une masse voisine de 10^{-7} g, c'est-à-dire un rayon d'une vingtaine de micromètres. Si l'on s'intéresse à la matière interceptée par la Terre, on obtient une masse intégrée qui pourrait atteindre le million de tonnes par an. Le nombre des corps de masse supérieure au kilogramme, à l'origine des météorites, n'est que de l'ordre de 10 000 par an sur

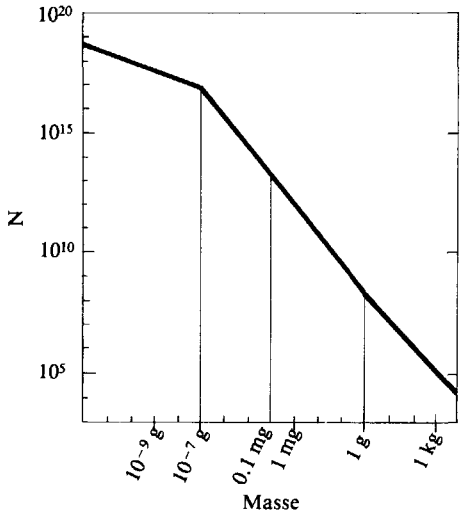


FIG. 13-1 – Distribution schématique du flux en masse des grains interplanétaires. Sur ce diagramme, N représente le nombre de grains tombant sur la Terre chaque année.

toute la surface de la Terre. Quant aux plus gros des impacts, on peut estimer qu'un objet d'une masse voisine de 65 000 tonnes, comparable à celui qui fut à l'origine du Meteor Crater en Arizona, tombe en moyenne tous les 25 000 ans sur les terres émergées. Pour un corps de 1 km de diamètre, l'impact ne se produit que tous les cent millions d'années. Quoique rares, de tels impacts peuvent jouer néanmoins un rôle important, en particulier en projetant dans l'atmosphère des centaines de kilomètres cubes de matières, soit près de cent fois plus que la plus importante éruption volcanique. Une telle masse de grains, entourant toute la Terre pendant plusieurs années, modifierait profondément le climat en interceptant la lumière solaire. C'est un événement de ce type qui pourrait avoir été responsable de la disparition d'un grand nombre d'espèces animales à la fin du Crétacé ; la découverte du cratère de Chicxulub, dans la presqu'île du Yucatan – couplée à la mise en évidence d'une très forte augmentation d'iridium dans les sédiments déposés à la fin du Crétacé –, suggère la chute d'un corps extraterrestre d'une dizaine de kilomètres de diamètre. L'énergie relâchée dans l'impact aurait alors atteint une centaine de fois celle libérée lors de chacun des impacts de la comète SL9 avec Jupiter en 1994 (voir section 8.2.5), ou un milliard de fois celle d'une bombe atomique à hydrogène.

Les flux de grains interplanétaires et de météorites mesurés aujourd'hui sont-ils restés constants depuis la naissance du système solaire ? L'observation de la surface des planètes intérieures, de la Lune et de certains des satellites des planètes géantes converge vers l'idée que le flux de météorites était beaucoup plus intense dans les premières centaines de millions d'années du système solaire.

Pour certains auteurs, l'intensité de ce flux aurait pu être plusieurs milliers de fois supérieure à sa valeur contemporaine. Il s'agit de ce que l'on dénomme la queue d'accrétion : une fois que se fut achevée la formation des planètes (ainsi que de la Lune), il restait dans la cavité solaire d'innombrables débris d'accrétion, n'ayant pas abouti à la croissance de planètes. Ceux dont la trajectoire interceptait l'orbite des planètes furent à l'origine d'un bombardement météoritique très intense, responsable par exemple de cratères géants, nettement visibles aujourd'hui encore sur la Lune et Mercure. Ce sont ces cratères qui, emplis ultérieurement par de la lave profonde, donnèrent naissance aux mers lunaires sombres contrastant avec les plateaux clairs environnants. Une fois la cavité solaire débarrassée de ces débris, par une décroissance exponentielle du flux de météorites, il semble que le flux soit devenu stationnaire au cours des trois derniers milliards d'années ; on considère son origine comme « secondaire », astéroïdale ou cométaire. Les météorites, grains et objets interplanétaires de grandes dimensions proviendraient de l'éjection de grains et de blocs rocheux lors des collisions entre astéroïdes, tandis que les micrométéorites et les grains interplanétaires de petites dimensions proviendraient de l'éjection de grains bloqués dans les noyaux de glace cométaires lors de leur sublimation par échauffement solaire.

13.3 Distribution spatiale de la matière interplanétaire

Les moyens d'étude dont nous disposons sont primo l'observation des impacts sur les surfaces planétaires, secundo les mesures *in situ* par satellites (notons en particulier que la sonde *Ulysse*, lancée en 1990, a permis une analyse des grains en dehors du plan de l'écliptique), tertio l'observation dans le domaine infrarouge à partir des satellites *IRAS* et *ISO*, tous deux situés en orbite terrestre. *IRAS*, en particulier, a observé de nombreuses structures spatiales, en particulier de larges bandes apparemment associées à des collisions astéroïdales, ainsi que des traînées associées quant à elles à des comètes à courte période. Il est toutefois encore difficile aujourd'hui de cerner les contours du nuage zodiacal et de déterminer avec précision ses sources de production, compte tenu de la position de la Terre à l'intérieur de ce nuage.

Les expériences spatiales ont montré que les grains interplanétaires présentent une forte concentration dans le plan de l'écliptique, qui constitue un plan de symétrie pour la distribution des grains. On observe également cette lumière dans la direction antisolaire, où elle porte le nom de Gegenschein. On note une décroissance marquée de la concentration en grains avec la distance héliocentrique. C'est également ce qu'ont indiqué les expériences spatiales, et notamment les sondes *Pioneer* qui n'ont révélé aucune augmentation sensible du flux de particules de très petites masses au voisinage de la ceinture des astéroïdes.

Pour les particules de plus grandes masses (10^{-2} g) et les objets responsables des cratères d'impact sur Mercure, la Lune et Mars, on n'observe en revanche pas de variation très marquée de la concentration avec la distance au Soleil, à l'exception d'une augmentation d'un facteur de l'ordre de dix au niveau de la ceinture des astéroïdes.

Cette différence de variation avec la distance héliocentrique des flux de particules de petites et de grandes dimensions est en accord avec une double origine, cométaire et astéroïdale, pour ces deux populations.

La durée de vie des grains interplanétaires dépend de leur masse et de leur composition. En effet, outre l'attraction gravitationnelle du Soleil et des planètes, la pression de radiation du Soleil tend à modifier leur trajectoire (voir section 10.3.1). On comprend que, l'attraction d'un grain étant proportionnelle à sa masse tandis que la pression de radiation augmente avec la surface, cette dernière n'agira que sur les plus petits d'entre eux, ceux de rayon inférieur à quelques microns, pour devenir négligeable pour les grains de plusieurs dizaines de microns de diamètre. En revanche, pour des grains de dimensions comparables ou inférieures à la longueur d'onde (quelques milliers d'angströms), l'efficacité des chocs avec des photons diminue par suite de la diffusion, et des théories telles que la théorie de Mie doivent être appliquées pour rendre compte du bilan global des forces.

Enfin, il faut prendre en compte l'effet Poynting-Robertson. Comme on l'a déjà expliqué (voir section 10.3.1), cet effet résulte de ce que la force – radiale – des photons, qui se propagent à la vitesse c, s'exerce sur un objet en mouvement à une vitesse v non colinéaire à c. Le transfert de la quantité de mouvement, d'où l'apparition d'une force de freinage, conduit finalement à une trajectoire spirale vers le Soleil. Lorsque sa distance au Soleil diminue, un grain perd de plus en plus de sa masse sous les effets conjugués du rayonnement et du vent solaires, qui provoquent sa vaporisation et sa pulvérisation partielles, puis sa disparition.

Au total, pour l'ensemble des grains de dimensions microniques ou submicroniques, responsables de l'essentiel de la masse du nuage zodiacal, la durée de vie, après l'éjection du corps parent, est très brève par comparaison avec à l'âge du système solaire. Notons que sur leur trajectoire interplanétaire les grains se trouvent directement en contact avec les flux de particules solaires, vent solaire et rayonnement cosmique de basse énergie. C'est par les effets de ces irradiations que l'on peut identifier, dans certains cas, l'origine extraterrestre de grains collectés sur Terre.

Si l'on considère la masse du nuage zodiacal et la durée de vie des grains le composant, on constate qu'il ne peut s'agir d'un nuage constitué anciennement et se dépeuplant peu à peu, mais qu'il existe une source d'approvisionnement permanent, dont l'apport en masse à ce nuage se mesure en tonnes, voire en centaines ou milliers de tonnes, par seconde. Plusieurs arguments militent en faveur des comètes comme sources principales de ces grains de petites dimensions.

Le premier se déduit de la variation avec la distance héliocentrique de la concentration des grains, qui reflète bien la distribution spatiale des périhélies des orbites cométaires.

Un autre argument découle de l'existence des essaims météoritiques, dont l'origine cométaire est aujourd'hui bien établie. On observe en effet que le nombre d'étoiles filantes, ou encore de météores, observés dans le ciel (c'est-à-dire dont la magnitude est inférieure à 2), n'est pas constant au cours de l'année (voir fig. 13-2). Si le taux moyen est de l'ordre d'une dizaine de météores à l'heure, il existe des périodes récurrentes où ce taux passe à cent voire mille ou plus lors d'averses spectaculaires (telle celle des Léonides en 2002). On constate de plus que, durant ces averses, les traînées lumineuses semblent provenir d'un même point du ciel, ou radiant, que l'on désigne du nom de la constellation où se trouve ce radiant. Le tableau 13-1 rassemble les caractéristiques des pluies d'étoiles filantes les plus intenses, ainsi que le nom des comètes qui leur sont associées et leur période.

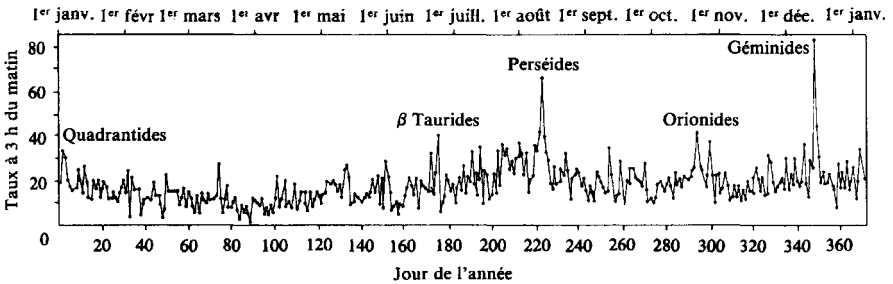


FIG. 13-2 – Variation du taux horaire d'étoiles filantes au cours de l'année. (D'après D. W. Hughes, *Cosmic Dust*, McDonnell Éd., John Wiley and Sons, 1998.)

Tableau 13-1
Dates de la traversée par la Terre des principaux essaims cométaires et comètes périodiques associées

Essaim	Époque	Comète associée	Période
Lyrides	10-20 avril	Thatcher	
Aquarides	1-8 juin	Halley	76 ans
Orionides	18-26 octobre	Halley	76 ans
α Taurides	24 juin-6 juil.	Encke	3,3 ans
Perséides	25 juil.-17 août	Swift-Tuttle	120 ans
Draconides	9-10 octobre	Giacobini-Zinner	6,4 ans
Andromédides	2-22 novembre	Biela	
Léonides	14-21 novembre	Temple-Tuttle	33,2 ans
Géminides	7-15 décembre	?	
Ursides	17-24 décembre	Tuttle	13,6 ans

L'origine de ces averses peut s'expliquer ainsi : lorsqu'une comète s'approche du périhélie, la sublimation du noyau libère les grains piégés dans la glace qui le constitue. Les plus petits de ces grains, sous l'effet de la pression de radiation, acquièrent une trajectoire hyperbolique, pour aller nourrir le nuage zodiacal et perdre leur identité orbitale originelle. Ceux dont les dimensions (de quelques micromètres au moins) sont suffisantes pour que leur trajectoire ne soit modifiée que par la faible vitesse initiale d'éjection suivent une trajectoire peu éloignée de celle de la comète d'origine. Ils se retrouvent en un essaim, volume disposé autour de la trajectoire cométaire (voir fig. 13.3). Lorsque la Terre rencontre un tel essaim, elle en intercepte les grains, d'autant plus qu'elle passe près de l'orbite cométaire elle-même, tous ayant des vecteurs vitesse sensiblement égaux en module et en direction. Étant donné que ces grains ont des vitesses atteignant plusieurs kilomètres par seconde, leur ralentissement dans l'atmosphère terrestre provoque leur destruction, dès lors que leur dimension atteint une centaine de micromètres. Les étoiles filantes sont pour l'essentiel provoquées par des grains de quelques dixièmes de millimètres à quelques centimètres de rayon.

13.4 Les météorites

En balayant le milieu interplanétaire, la Terre rencontre les constituants solides de toutes tailles qui le composent. Cependant, en raison de l'existence du

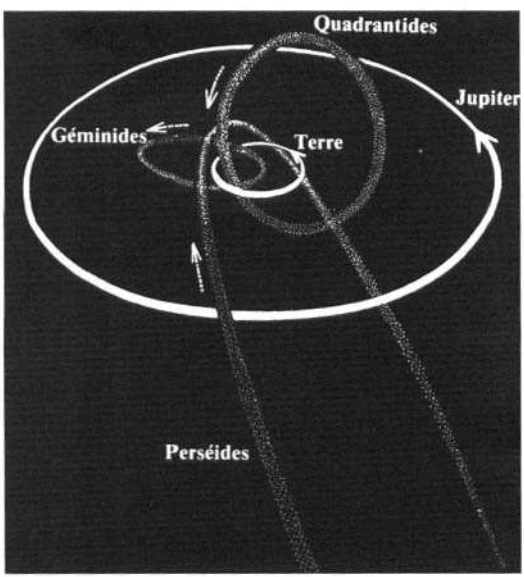


FIG. 13-3 – Représentation dans l'espace de quelques-uns des essaims cométaires principaux. (D'après D. W. Hughes, *ibid.*)

bouclier atmosphérique, la distribution en taille des objets recueillis au sol est très différente de celle que l'on observe dans le milieu interplanétaire. Tous les grains de dimensions comprises entre 0,1 mm et quelques centimètres se consument totalement dans l'atmosphère : ce sont les étoiles filantes que nous avons déjà mentionnées. Les particules plus petites ont un rapport surface/volume élevé, qui leur permet de rayonner l'énergie de friction de façon suffisamment rapide pour survivre lors de la traversée de l'atmosphère, et décélérer de plus de 10 km/s à quelques cm/s au bas de la stratosphère. Ils poursuivent ainsi leur descente, et on les retrouve dans des environnements aussi différents que les neiges polaires et les sédiments marins. Nous avons vu que les comètes constituent la source principale de ces micrométéorites.

Les blocs de taille supérieure à une dizaine de centimètres constituent ce que l'on appelle les météorites proprement dites. Au cours de la traversée de l'atmosphère, elles sont aussi très fortement chauffées en surface ; après ablation, une partie de leur masse parvient néanmoins jusqu'au sol, avec une vitesse d'une centaine de mètres par seconde. Seuls les très gros objets, de plusieurs dizaines de mètres de diamètre et qui sont à l'origine des grands cratères d'impacts, ne sont pratiquement pas ralentis.

Ce sont Chladni (1756-1827), en 1794, et Biot (1774-1862), en 1803, qui démontrèrent l'origine extraterrestre des météorites. Commença alors une période de recherche systématique de ces objets, que l'on classe selon que leur chute a été observée ou non. Pendant près de deux siècles, les météorites ont constitué la seule source de matière extraterrestre dont disposaient les scientifiques. Depuis 1969, les échantillons lunaires rapportés par les missions *Apollo* et *Luna* ont enrichi notre connaissance, et l'étude des météorites a été entièrement renouvelée par les méthodes d'analyse extrêmement fines mises au point sur les échantillons lunaires.

Aujourd'hui, des milliers de météorites différentes sont répertoriées, nommées en général d'après le lieu de leur chute. Ce nombre a augmenté fortement au cours des années 1990 avec la découverte de « champs » très riches de météorites sur les glaces antarctiques, ainsi que dans les déserts d'Australie et du Sahara. Les météorites trouvées en Antarctique sont d'autant plus intéressantes qu'elles ont été conservées presque intactes pendant des millénaires. Le nombre d'objets conservés dans les musées du monde entier dépasse de beaucoup les météorites cataloguées. En effet, chaque météorite s'est le plus souvent fragmentée lors de son entrée dans l'atmosphère, se dispersant ainsi sur des centaines de kilomètres carrés.

13.4.1 Classification

L'étude minéralogique et chimique des météorites a rapidement mis en évidence leur extrême diversité. Certaines sont presque entièrement métalliques (fer et nickel), d'autres ressemblent à des roches terrestres, d'autres encore, très friables, sont riches en carbone. De plus, on découvre dans un grand nombre de

ces objets des inclusions de forme sphérique, plus ou moins bien conservées, les chondres. Enfin, la taille des cristaux constitutifs, qui reflète dans les roches terrestres la cinétique lente ou rapide du refroidissement, varie très fortement parmi les météorites de même composition chimique et minéralogique. C'est sur la base de ces trois critères que s'est peu à peu dégagée la classification des météorites la plus largement utilisée. Les météorites sont ainsi réparties en trois grands groupes : les météorites métalliques, métallo-pierreuses (lithosidérites) et pierreuses, selon leur teneur en métal. Ajoutons que près de la moitié des météorites sont des brèches (ou *breccia*), conglomérats de matériaux de même composition (brèches monomictes) ou de compositions différentes (brèches polymictes). Parmi ces brèches, certaines, dites riches en gaz, contiennent des concentrations notables de gaz rares implantés par le vent solaire, et des traces d'irradiation par le rayonnement cosmique solaire.

Les météorites métalliques sont presque entièrement constituées de fer et de nickel, sous deux formes principales : la kamacite, dont la teneur en nickel est inférieure à 8 %, qui cristallise dans le système cubique centré, et la taenite, dont la teneur en nickel dépasse 20 %, qui cristallise dans le système cubique à faces centrées. Les hexaédrites, pauvres en nickel (< 6 %), sont constituées de grands cristaux cubiques de kamacite. Après attaque acide, un fin réseau de lignes parallèles apparaît : les lignes de Neumann, qui sont probablement induites par les chocs subis par la météorite au moment de la séparation d'avec le corps parent. Plus riches en nickel (12 %), les octaédrites, plus nombreuses, sont constituées de lamelles de kamacite bordées de taenite, entourant des domaines de plessite (enchevêtrement de cristaux de kamacite et de taenite), selon un pavage géométrique, les « figures de Widmanstatten », qui s'orientent parallèlement aux faces d'un octaèdre, d'où le nom de la classe. Plus la teneur en nickel est élevée, plus les lamelles de kamacite sont étroites. Cette structure si particulière peut s'expliquer par le refroidissement extrêmement lent ou, au contraire, par la solidification brutale d'une phase relativement riche en nickel.

Les lithosidérites sont constituées d'une phase métallique et d'une phase silicatée étroitement imbriquées. On distingue deux classes : les mésosidérites, dont la phase silicatée est constituée principalement de feldspaths et de pyroxènes, et les pallasites, où l'olivine domine. Dans ces dernières, une matrice métallique, similaire à celle des octaédrites, entoure les cristaux d'olivine, alors que c'est le plus souvent l'inverse dans les mésosidérites (matrice silicatée, inclusions métalliques). Les pallasites auraient ainsi été formées par l'invasion d'une phase métallique liquide à l'interface entre le manteau riche en olivine et le noyau du corps parent, alors que les inclusions métalliques des mésosidérites ont vraisemblablement été incorporées sous forme solide.

Les météorites pierreuses constituent de très loin le groupe le plus nombreux (plus de 90 % des chutes observées). On distingue les chondrites, qui possèdent des chondres, des achondrites, où ils sont absents. Les chontres sont des inclusions sphériques d'une taille voisine du millimètre, parfaitement reconnaissables dans certaines chondrites, comme Saint-Mesmin, et presque complètement incor-

porées à la matrice dans d'autres, telle Mezo-Adaras. Les chondres n'ont été observés que dans des météorites, et leur origine reste encore mal comprise. Les chondrites sont les météorites les plus abondantes. On distingue les chondrites carbonées, les chondrites ordinaires, composées principalement d'olivines et de pyroxènes, et les chondrites à enstatite, où presque tout le fer est à l'état métallique ou de sulfure. Les achondrites sont les météorites les plus semblables à certaines roches terrestres et lunaires.

Les chondrites carbonées sont constituées d'une matrice à grains très fins, riche en carbone, et peuvent contenir des inclusions d'olivine, de pyroxène, de verre ou de métal. Ce sont les seules météorites dans lesquelles on trouve des silicates en feuilles (de type mica), le plus souvent sous forme hydratée : la teneur en eau de constitution peut dépasser plus de 20 %. Elles sont classées en types I, II et III par teneur décroissante en carbone, eau et sulfure de fer (troïlite). Ainsi, la météorite d'Orgueil, très friable, est constituée de très petits grains. La teneur en carbone y excède 3 %, et celle de FeS 15 %. C'est une chondrite carbonée de type I. Allende, qui est la plus massive des chondrites carbonées (deux tonnes), est de type III. Elle contient de très nombreuses inclusions claires, réfractaires, dans lesquelles ont été observées les premières anomalies isotopiques (voir section 13.4.5). Ces météorites, qui n'ont pas d'équivalent parmi les roches terrestres, sont le plus souvent considérées comme celles qui ont été le moins altérées depuis leur formation.

Les chondrites ordinaires se répartissent en chondrites H, L et LL, selon leur teneur en fer décroissante (*high*, *low* et *low-low*). Dans chacun de ces trois groupes, on leur attribue un degré de recristallisation allant de III à VI, qui pourrait refléter une profondeur croissante d'enfouissement dans le (ou les) corps parent(s). Les minéraux constitutifs majeurs en sont les olivines, les pyroxènes et les feldspaths, tout comme dans les roches terrestres ou lunaires, avec souvent une phase métallique.

Les achondrites sont constituées de minéraux similaires à ceux que l'on observe dans les roches lunaires et les basaltes terrestres : pyroxènes et plagioclases. On distingue les aubrites, presque entièrement constituées d'enstatite, pyroxène de magnésium, et les achondrites composées de pyroxènes et de plagioclases : les eucrites, les howardites et les diogénites, classées par teneur décroissante en fer et en calcium. Les eucrites sont les météorites qui ressemblent le plus à un basalte terrestre. Les howardites sont des brèches polymictes résultant de la fragmentation puis de l'assemblage de différents types de roches, alors que les diogénites sont des brèches monomictes.

13.4.2 Origine des météorites

La très grande diversité des météorites est directement liée à celle de leur origine et de leur histoire dans le corps parent. En particulier, leur composition minéralogique reflète les différents degrés d'évolution thermique : la plupart des micrométéorites, ainsi que certaines chondrites carbonées sont primitives, en ce

sens qu'elles n'ont pas été soumises à des températures suffisamment élevées pour en altérer les minéraux constitutifs. Les chondrites ordinaires ont pu être soumises à un métamorphisme plus ou moins prononcé, conduisant à des échanges en phase solide. Enfin, les achondrites, les météorites métallo-pierreuses et métalliques résultent nécessairement d'une fusion complète, suivie d'une recristallisation (ou différenciation). Parmi les corps parents possibles, les comètes sont restées à des températures très basses (inférieures à 300 K) depuis leur formation. Si elles pourraient être à l'origine de certaines météorites primitives, en particulier celles de très petite taille, elles ne sont vraisemblablement pas la source des météorites différenciées, achondrites, météorites métalliques ou métallo-pierreuses. Aussi admet-on à présent qu'une grande partie des météorites provient des astéroïdes, dont la diversité recouvre assez bien celle des classes de météorites. Les achondrites pourraient provenir de la croûte ou du manteau d'un astéroïde différencié, les météorites métalliques du noyau, et les métallo-pierreuses de l'interface noyau-manteau. Ce scénario plausible requiert une importante source de chaleur pour amener l'astéroïde à la fusion. Ni l'énergie libérée lors de sa formation par accrétion, ni celle dégagée par les éléments radioactifs de longue période (uranium, thorium, potassium), ne le permettent, en raison de la petite taille de ces corps (quelques centaines de kilomètres pour les plus gros d'entre eux), qui permet un refroidissement efficace par rayonnement. En revanche, un apport d'énergie par la désintégration radioactive d'un élément à « courte » période (quelques millions d'années tout au plus), tel l'aluminium 26, pourrait suffire à fondre les corps de plus d'une dizaine de kilomètres. Les noyaux cométaires et les plus petits des astéroïdes auraient alors échappé à la fusion.

Pour expliquer la structure en brèches d'une grande partie des météorites, on invoque généralement de violents impacts à la surface du corps parent, capables de fracturer et d'agglomérer le substrat par l'action des ondes de compression qu'ils engendrent. Parmi ces brèches, celles formées à partir de grains exposés à la surface d'un régolite correspondraient aux météorites dites riches en gaz, car ces grains auraient été enrichis en éléments volatils implantés par le vent solaire.

Contrairement à l'origine cométaire, l'origine astéroïdale pose le problème dynamique du transfert des météorites de la ceinture principale à la Terre. L'une des possibilités envisagées est la suivante : par collisions dans la ceinture, puis perturbations gravitationnelles, se forme une famille particulière de petits astéroïdes, les Apollo-Amor, dont l'orbite passe au voisinage de celle de la Terre. Cette famille constituerait l'un des principaux réservoirs de météorites.

La durée du transit entre le dernier réservoir et la Terre peut être déduite du degré d'irradiation de ces météorites par les rayonnements cosmiques, qui y induisent des réactions nucléaires. Ainsi, il apparaît que les météorites métalliques ont souvent séjourné plusieurs centaines de millions d'années dans l'espace. Les météorites pierreuses ont en général subi un temps d'exposition beaucoup plus court, de moins de cent millions d'années. Cette différence reste encore mal expliquée. De plus, ces durées d'exposition apparaissent souvent très voisines pour des météorites d'une même classe. Cela suggère que les réservoirs des

différentes familles de météorites se repeuplent par suite d'un petit nombre d'événements, tels que la fragmentation d'un astéroïde proche.

13.4.3 Les météorites martiennes

Un petit nombre de météorites achondrites semblent provenir de Mars. Il s'agit des météorites SNC (pour shergottites, nahklites et chassignites). Il s'agit dans la plupart des cas de roches igneuses, dont l'âge de formation présumé est 1,3 milliard d'années, qui ont dû provenir de la surface de Mars alors que l'intérieur de la planète était encore géologiquement actif. Les mesures de leurs abondances en gaz rares et de leurs rapports isotopiques sont remarquablement voisines de celles réalisées par les sondes *Viking* dans l'atmosphère de Mars, ce qui suggère fortement une origine martienne. Au sein des trois classes S, N et C, les fragments présentent sensiblement le même âge de formation et d'exposition dans l'espace, ce qui laisse à penser que chaque classe correspond à un impact particulier. On connaît actuellement une quinzaine de météorites SNC.

La météorite ALH84001, éjectée de Mars il y a environ 16 millions d'années et tombée en Antarctique voilà quelque 13 000 ans, présente un cas particulier dans les SNC. Elle est nettement plus ancienne (de 4 à 4,4 milliards d'années) que les autres météorites martiennes. De composition basaltique, elle contient des globules de carbonates de magnésium qui pourraient s'être formés dans l'eau liquide il y a de cela 3,6 milliards d'années. En 1996, certains chercheurs, à partir de l'étude de ces grains carbonatés, ont suggéré qu'ils portaient la signature d'une vie fossile. Cette proposition était basée sur l'examen de structures qui pouvaient évoquer des nanobactéries terrestres, ainsi que sur la présence de PAH et de petits grains d'oxydes et de sulfures de fer tels qu'en produisent les bactéries terrestres. Cependant, d'autres expertises plus récentes ont fait apparaître que ces phénomènes pouvaient avoir d'autres explications, par exemple un processus de contamination dans l'Antarctique, sans qu'il fût nécessaire de soutenir l'hypothèse de l'existence d'une vie fossile martienne.

13.4.4 Composition chimique des météorites

L'étude systématique des météorites fait apparaître un résultat essentiel : toutes les chondrites possèdent une composition chimique très similaire. Le tableau 13.2 indique les abondances élémentaires (en nombre d'atomes) dans la météorite Orgueil, nomalisées à celles du silicium (ligne a).

En outre, les abondances de presque tous les éléments y sont voisines de celles observées dans l'atmosphère solaire (ligne b). Les seules exceptions concernent les éléments très volatils (tels que l'hydrogène, le carbone, l'oxygène et les gaz rares), très sous-abondants dans les chondrites, et le lithium, brûlé dans le Soleil par les réactions nucléaires. Ce résultat renforce l'hypothèse selon laquelle les chondrites représenteraient un condensat peu modifié chimiquement de la matière constitutive de la nébuleuse protosolaire. Les achondrites présentent en

Tableau 13-2
Abondances élémentaires, en nombre d'atomes, dans la météorite Orgueil (a) et dans l'atmosphère solaire (b), normalisées à celle du silicium

	H	C	O	Na	Mg	Al	Si	S	Ca	Cr	Fe
a	6,2	0,7	8,2	0,07	1,1	0,1	1	0,5	0,06	0,01	0,9
b	30 000	12	21	0,06	1,1	0,09	1	0,5	0,07	0,01	0,8

revanche des compositions chimiques très variées en raison de la différenciation qu'elles ont subie.

13.4.5 Composition isotopique des météorites

Globalement, la composition isotopique des météorites est similaire à celle des roches terrestres et des échantillons lunaires. Des écarts importants sont cependant observés pour certains éléments, que l'on attribue à l'influence de trois processus physico-chimiques : le fractionnement en masse, les réactions nucléaires induites lorsque les grains sont irradiés par les rayonnements cosmiques et la désintégration des éléments radioactifs, qui enrichit les grains en isotopes fils. Ce dernier processus conduit à une application très importante : le dosage des isotopes produits permet de dater les principales étapes de l'histoire des météorites.

Le fractionnement en masse

Ce processus, qui modifie les rapports isotopiques d'un élément, intervient lors de tout changement de phase, diffusion ou réaction chimique. Ainsi, les trois isotopes de l'oxygène se trouvent en proportions faiblement différentes dans la glace, l'eau liquide et la vapeur d'eau. Toutefois, la modification du rapport isotopique d'un élément répond à une loi simple :

$$N_{A+1}/N_A = (1 + f)\,(N_{A+1}/N_A)_{réf} \qquad (13.1)$$

ou f est le coefficient de fractionnement par unité de masse, N_{A+1}/N_A le rapport des nombres d'isotopes de masse A + 1 et A, respectivement, dans un échantillon donné, $(N_{A+1}/N_A)_{réf}$ étant le rapport correspondant dans un échantillon de référence. On en déduit de la même manière :

$$N_{A+2}/N_A = (1 + f)^2\,(N_{A+2}/N_A)_{réf} \qquad (13.2)$$

et ainsi de suite, si bien que les rapports d'abondance des isotopes de masses successives A + i, rapportés aux rapports correspondant à un échantillon de référence, se retrouvent sur une même droite, de pente f, pour de petites valeurs de f :

$$(N_{A+i}/N_A)/(N_{A+i}/N_A)_{réf} = (1+f)^i \sim (1+if). \tag{13.3}$$

On utilise fréquemment la notation δ, où δ est défini par :

$$\delta_i = 1000\ \frac{(N_{A+i}/N_A) - (N_{A+i}/N_A)_{réf}}{(N_{A+i}/N_A)_{réf}} \tag{13.4}$$

d'où

$$\delta_i = 10^3 if. \tag{13.5}$$

Si, en utilisant la notation δ, on représente les rapports isotopiques par les couples (δ_i, δ_j), on constate que le rapport δ_i/δ_j est égal à i/j, indépendamment de f, ce qui signifie que tout échantillon, quel que soit le degré de fractionnement isotopique en masse qu'il a subi, sera représenté, sur un diagramme (δ_i, δ_j), par un point situé sur une même droite de pente i/j. C'est ainsi que, pour l'oxygène, tous les échantillons issus d'un même « réservoir » initial devraient se situer sur une même droite de pente 1/2, dite droite de fractionnement (voir figure 13-4).

La production radiogénique

Le bombardement des grains par le rayonnement cosmique (solaire et surtout galactique) est à l'origine de la production d'isotopes que l'on peut détecter dans certains échantillons. Étant donné que ces rayonnements ne pénètrent que peu dans la matière, la concentration des isotopes produits permet de mesurer la durée d'exposition des grains à la surface de leurs corps parents ou durant leur croisière interplanétaire. Les principales réactions sont induites par les protons (H^+) et les particules α (He^{++}) du rayonnement cosmique, sur les atomes des grains les plus abondants (C, N, O, Na, Mg, Al, Si, Fe). Parmi les isotopes stables produits, citons : ^{10}Be, ^{21}Ne, ^{53}Mn. Par exemple, le ^{21}Ne est produit au travers de la chaîne :

$$^{24}Mg\ (p, \alpha)\ ^{21}Na\ (\beta^+)\ ^{21}Ne\ .$$

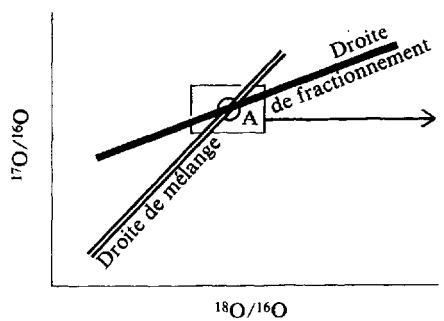


FIG. 13-4 – Diagramme isotopique de l'oxygène. (D'après R. N. Clayton *et al.*, *Science*, 182, pp. 485-88, © 1973 , by AAAS.)

La décroissance du ^{21}Na est extrêmement rapide (23 s) si bien que l'irradiation, par des protons du rayonnement cosmique, des atomes de magnésium constitutifs d'un grain, résulte en la production de ^{21}Ne qui y reste piégé.

La datation par désintégrations radioactives

Un certain nombre des isotopes piégés dans les grains au moment de leur cristallisation ne sont pas stables, en ceci qu'ils se sont désintégrés en noyaux fils depuis la date de leur incorporation dans les grains. Les excès d'abondance de ces derniers ont pu être, dans certains cas, détectés et mesurés, ce qui permet de dater la formation de ces grains, une fois connues les constantes de désintégration radioactive. Notons que la constante de désintégration radioactive est l'inverse de la période Te, temps au bout duquel le nombre d'isotopes pères est divisé par la constante e (e = 2,71828) ; on définit également la période $T_{1/2}$, temps au bout duquel le nombre d'isotopes pères est divisé par 2.

Considérons en effet un système (P, F) d'isotopes pères P se désintégrant en noyaux fils F, et soient P(t) et F(t) les abondances respectives des isotopes P et F à l'instant t. Entre les instants t et t + dt apparaissent dF(t) isotopes F et disparaissent – dP(t) isotopes P :

$$dF(t) = -dP(t) = \lambda P(t)dt. \tag{13.6}$$

Par intégration, on obtient :

$$P(t) = P(0)e^{-\lambda t} \tag{13.7}$$

et

$$F(t) = F(0) + P(0)(1 - e^{-\lambda t}) \tag{13.8}$$

ou encore

$$F(t) = F(0) + P(t)(e^{\lambda t} - 1) \tag{13.9}$$

équations dans lesquelles P(0) et F(0) sont, respectivement les concentrations « initiales » des isotopes P et F, c'est-à-dire à t = 0.

Déterminer l'« âge » d'un échantillon revient à dater cet instant initial, c'est-à-dire à déterminer t, qui correspond au temps le séparant de l'instant actuel. On constate d'après l'équation (13.9) que la mesure des abondances F(t) et P(t) dans un échantillon ne suffit pas à déterminer t, étant donné que l'on ne connaît pas F(0). F(0) dépend de deux paramètres : l'abondance de cet isotope dans le réservoir à partir duquel l'échantillon s'est condensé, et le processus de condensation lui-même, qui piège certains éléments préférentiellement à d'autres en fonction des conditions physiques (température, pression, cinétique). On lève alors l'indétermination de F(0) de la manière suivante : on fait l'hypothèse que le processus de condensation piège de la même manière les différents isotopes d'un même élément, et on considère les couples (P, F) tels qu'il existe un isotope S du même élément que F qui soit stable et non radiogénique, c'est-à-dire tel que S(t) = S(0). Dans l'hypothèse où ces deux isotopes F et S étaient

parfaitement mélangés dans le réservoir initial, le rapport F(0)/S(0) est identique d'un échantillon à l'autre. L'équation (13.9) peut alors s'écrire :

$$F(t)/S(t) = F(0)/S(0) + (e^{\lambda t} - 1)(P(t)/S(t)). \qquad (13.10)$$

La mesure, à l'instant t actuel, et dans différents échantillons, des abondances F(t), S(t) et P(t) permet de porter sur un diagramme les rapports F(t)/S(t) en fonction des rapports P(t)/S(t). Les points représentatifs d'échantillons caractérisés par un même âge et une même valeur initiale du rapport F/S s'alignent sur une droite dont la pente $(e^{\lambda t} - 1)$, et l'ordonnée à l'origine, permettent de déterminer respectivement cet âge, t, et F(0)/S(0).

Lorsqu'on analyse des roches provenant de corps parents différents (échantillons terrestres, lunaires, météoritiques), l'âge que l'on détermine est celui de la formation des corps parents eux-mêmes. Le fait que les points représentatifs soient alignés, sur un diagramme du type de celui que nous venons de décrire, indique que ces objets planétaires se sont formés à peu près simultanément. Le rapport F(0)/S(0) que l'on obtient est le rapport d'abondance des isotopes F et S dans la nébuleuse protosolaire. Lorsqu'on analyse les différents minéraux d'une même roche, les points représentatifs se situent sur une droite différente, dont la pente, plus faible, permet de dater la dernière cristallistion de cette roche.

Les principaux systèmes d'isotopes utilisés sont : le rubidium 87 et son isotope fils le strontium 87, le strontium 86 servant d'isotope stable de référence (isotope S des équations précédentes) ; le potassium 40 et son fils l'argon 40, avec l'argon 39 comme référence ; l'uranium 238 et le plomb 206. Tous ces systèmes se caractérisent par des périodes de désintégration se mesurant en milliards d'années, permettant de dater l'apparition des corps planétaires. Ainsi, dans le cas du système (Rb, Sr), la période $T_{1/2}$ est 4,7 10^{10} ans. Sur un diagramme où le rapport $^{87}Sr/^{86}Sr$ est porté en fonction du rapport $^{87}Rb/^{86}Sr$, différents échantillons météoritiques s'alignent sur une droite dont la pente correspond à un âge commun, celui où leur corps parent s'est différencié, très peu de temps après la formation du système solaire (fig. 13-5).

Le résultat le plus important que font apparaître ces mesures de datation est sans doute celui-ci : la Terre, la Lune et les corps parents des météorites se sont condensés simultanément, à dix millions d'années près, il y a 4,55 milliards d'années.

Indiquons que d'autres couples d'éléments radioactifs, à plus courtes périodes, apportent des informations sur l'évolution de la « nébuleuse solaire primitive ». C'est le cas par exemple de ^{129}I, qui se désintègre en ^{129}Xe avec une période de 2,5 10^7 ans, ainsi que de ^{244}Pu, qui donne, par fission, naissance à d'autres isotopes du xénon (« xénon de fission »), avec une période plus grande, voisine de 10^8 ans. On constate alors que le rapport $^{129}Xe/^{127}I$ (^{127}I étant un isotope stable et non radiogénique) est sensiblement constant dans des échantillons météoritiques dans lesquels on mesure en revanche des excès de xénon de fission. Les conséquences en sont les suivantes : le temps séparant l'introduction de ^{129}I dans la nébuleuse (fin de la nucléosynthèse de cet élément) de l'accrétion des corps parents météo-

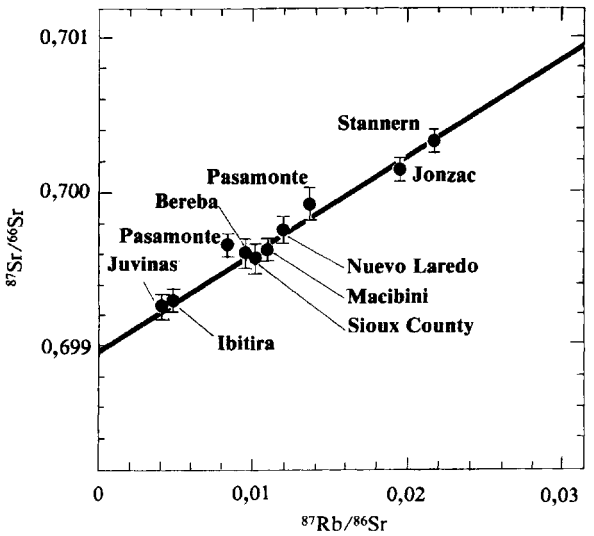


FIG. 13-5 – Datation utilisant le système (Rb/Sr). (D'après C. Allègre *et al.*, *Science*, 187, 436, © 1975 by AAAS.)

ritiques, dès lors que leur température est devenue suffisamment basse pour que tout le ^{129}Xe produit y reste piégé, fut suffisamment long pour que tous les noyaux de ^{129}I aient eu le temps de décroître en ^{129}Xe. En revanche, ce temps ne doit pas être trop long pour que tout le ^{244}Pu n'ait pas disparu par désintégration. Au total, ces deux contraintes indiquent qu'il s'est écoulé environ 10^8 ans entre la fin de l'incorporation de ces noyaux, fraîchement nucléosynthétisés, dans le nuage interstellaire primordial et l'apparition des corps planétaires. Ce laps de temps pourrait correspondre au transit du nuage interstellaire d'un bras galactique (où il se serait formé) au suivant (où la nébuleuse protosolaire se serait effondrée pour donner naissance aux protoplanétoïdes). Enfin, les corps parents des météorites se sont condensés à la même date, à 10^7 ans près.

13.4.6 Anomalies isotopiques et origine du système solaire

Jusqu'en 1970, l'essentiel des mesures de rapports isotopiques concernant les météorites pouvait s'interpréter dans le cadre d'un modèle de condensation du système solaire à partir d'une nébuleuse protosolaire de composition homogène. Cela ne signifie pas que les rapports isotopiques d'un même élément, mesurés dans différents échantillons, étaient identiques. Il existait des écarts, mais ils s'expliquaient par la prise en compte des trois types de processus décrits ci-avant (voir section 13.4.5), qui seraient intervenus lors de l'histoire des échantillons. La possibilité d'effectuer des mesures avec une précision accrue, sur des échantillons de

très petite masse (inférieure au milligramme), a complètement bouleversé cette conception. En effet, on a mis en évidence dans les phases minérales de certaines météorites des anomalies isotopiques, c'est-à-dire des rapports isotopiques qui ne peuvent s'expliquer par la modification, au travers de processus physico-chimiques connus, des rapports isotopiques de référence, dont la détermination résulte de l'analyse de quelque échantillon terrestre ou lunaire que ce soit. Ils reflètent, pense-t-on, des sites de production nucléosynthétique différents de ceux de la nébuleuse solaire. C'est le cas notamment de la chondrite carbonée Allende, tombée en 1969. Elle contient des inclusions claires, constituées de minéraux très réfractaires, riches en calcium et en aluminium. L'analyse de la composition isotopique de ces inclusions, notamment pour l'oxygène, révèle une hétérogénéité qui reflète celle de l'atmosphère à partir de laquelle elles se sont formées. Elles contiendraient du matériau présolaire, c'est-à-dire condensé dans l'environnement d'une autre étoile, préservé jusqu'à ce jour. À titre d'illustration, nous discuterons le cas des rapports isotopiques de l'oxygène, dont la mesure a marqué le début d'une recherche systématique des anomalies isotopiques.

L'oxygène terrestre possède trois isotopes stables, de masses atomiques 16, 17 et 18, dans les proportions approximatives suivantes : 99,76 % d'oxygène 16 ; 0,04 % d'oxygène 17 et 0,2 % d'oxygène 18. Cependant, les rapports isotopiques de l'oxygène ne sont pas strictement identiques dans toute la matière terrestre, qu'il s'agisse de l'atmosphère, de l'eau des océans ou des différentes roches. Comme nous l'avons vu précédemment (section 13.4.5), des différenciations isotopiques interviennent lors de réactions chimiques ou de processus de changements de phase tels que la vaporisation ou la condensation. Toutefois, cette différenciation suit une loi de proportionnalité à la masse : à toute variation du rapport isotopique de l'oxygène 17 à l'oxygène 16 (séparés par une unité de masse atomique) correspond une variation double du rapport de l'oxygène 18 à l'oxygène 16 (séparés par deux unités de masse atomique). Cela signale en ceci que tous les points correspondant à des échantillons terrestres se situent sur une même droite de pente 1/2 (droite de fractionnement isotopique), dans un diagramme représentant en notation δ (voir équation 13.4) les rapports ($^{17}O/^{16}O$ en fonction des rapports $^{18}O/^{16}O$ (voir fig. 13-4). On notera que les points représentatifs des échantillons lunaires se situent également sur cette droite.

En revanche, les points représentatifs des phases minérales extraites des inclusions réfractaires de la météorite Allende se situent sur une droite de pente 1 (droite de mélange). Cela signifie que, dans ces phases minérales, le rapport de l'oxygène 17 à l'oxygène 18 est constant, et que seule varie la quantité absolue d'oxygène 16. Aucun processus connu de désintégration radioactive, d'irradiation ou de fractionnement en masse ne peut rendre compte de l'enrichissement exclusif en isotope 16.

Cette anomalie isotopique, découverte en 1973, est aujourd'hui interprétée de la manière suivante : ces inclusions réfractaires possèdent en proportions variables (jusqu'à 5 %) des grains de rapports isotopiques « normaux » (point A de la figure 13-4) et des grains ne comprenant que l'isotope 16 de l'oxygène. Ces

derniers se seraient condensés à partir d'un gaz exempt des isotopes 17 et 18 de l'oxygène, hors de la nébuleuse protosolaire, dans un autre environnement nucléosynthétique. Il s'agirait donc de grains présolaires, ayant survécu lors de leur incorporation à la nébuleuse protosolaire (de composition isotopique « normale »), puis lors de l'accrétion des corps planétaires. Du même coup se trouve réfutée l'hypothèse d'homogénéité de la nébuleuse protosolaire, qui aurait impliqué la volatilisation de tous les grains présolaires.

L'agrandissement de la région A de la figure 13-4 met en évidence l'hétérogénéité spatiale de la nébuleuse protosolaire (voir fig. 13-6) : En effet, les échantillons terrestres et lunaires, les chondrites ordinaires H, les chondrites de types L et LL, ainsi que la matrice des chondrites carbonées, se situent sur des droites différentes. Chacune de ces droites, de pente 1/2, correspond à une droite de fractionnement différente. En revanche, les processus de fractionnement en masse ne permettent pas de passer d'une droite à l'autre, ce qui implique que les corps parents des différentes familles d'échantillons se seraient condensés à partir de réservoirs différents, c'est-à-dire contenant des proportions différentes de grains présolaires.

Des anomalies isotopiques concernant d'autres éléments ont également été observées dans les météorites. Mentionnons en particulier celle observée pour les rapports isotopiques du magnésium. Certains minéraux contiennent en effet une surabondance de magnésium 26, proportionnelle à l'abondance de l'aluminium dans l'échantillon. Cet excès de magnésium 26 proviendrait donc vraisemblablement de la désintégration radioactive de l'aluminium 26. La désintégration de quantités importantes d'aluminium 26 qui permettrait d'expliquer les enrichissements en magnésium 26 pourrait constituer la source de chaleur nécessaire à la différenciation de corps de plus d'une dizaine de kilomètres.

L'aluminium 26 est produit par nucléosynthèse dans les supernovae, mais sans doute aussi dans les géantes rouges. La période de l'aluminium 26 étant de 700 000 ans, le temps séparant la formation de cet isotope, par nucléosynthèse dans une géante rouge ou une supernova, de la condensation du grain météoritique, n'a pu excéder quelques millions d'années. Ainsi, une explosion de géante

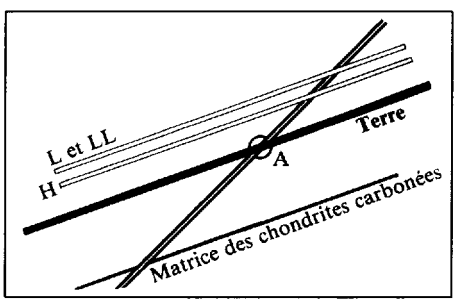


FIG. 13-6 – Agrandissement de la zone A de la figure 13-4.

rouge ou de supernova aurait précédé de très peu la condensation de la « nébuleuse solaire primitive ». Il pourrait ne pas s'agir d'une coïncidence, mais d'un phénomène général : les étoiles en fin de vie induiraient, par l'onde de choc engendrée lors de leur explosion finale, la formation de nouveaux systèmes stellaires.

Au cours des dix années qui ont suivi la première découverte d'une anomalie isotopique signant une origine présolaire pour une fraction de la météorite Allende, des anomalies ont été découvertes pour plus de dix éléments, dans de nombreuses météorites ; il est apparu que ces différentes anomalies requièrent, en général, des origines nucléosynthétiques différentes.

Comme les inclusions réfractaires, dans lesquelles les anomalies isotopiques ont été découvertes, ont été formées dans la nébuleuse protosolaire, les différents constituants isotopiques intervenant dans leur composition ont été mélangés et dilués ; voilà pourquoi les anomalies isotopiques mesurées dans ces inclusions n'excèdent pas quelques centièmes. Un nouveau pas a été franchi en 1987, avec la découverte de nanocristaux de diamant dans des chondrites carbonées. Ces cristaux de diamant ont nécessairement été synthétisés dans un environnement stellaire avant la naissance du système solaire, et ont donc été incorporés tels quels dans la nébuleuse protosolaire. D'autres grains plus gros furent ensuite découverts (carbure de silicium, graphite, carbure de titane, corundum Al_2O_3... ; voir fig. 13-7). Ces grains, de taille micronique, ont pu être directement analysés avec une sonde ionique. Les écarts isotopiques avec les valeurs solaires atteignent plusieurs ordres de grandeur pour les rapports $^{12}C/^{13}C$ et $^{16}O/^{18}O$. Ces résultats

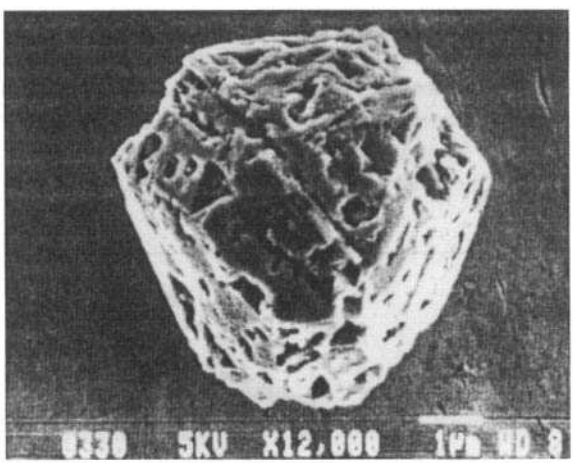


FIG. 13-7 – Un grain de carbure de silicium (SiC) présolaire extrait de la chondrite CM2 Murchison, observé au microscope à balayage. Il pourrait provenir d'une étoile AGB. La barre d'échelle en bas à droite représente 1 µm. (Photo S. Amari, Washington University ; d'après C. Perron, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, IOPP/Nature, 2001.)

montrent que de nombreuses étoiles ont produit des grains qui ont été incorporés intacts dans la nébuleuse protosolaire. Ainsi, les grains de SiC et de Al_2O_3 proviendraient majoritairement de géantes rouges et d'étoiles AGB, tandis que le graphite proviendrait plutôt d'une (ou de plusieurs) supernova.

Les progrès des techniques analytiques ont redonné aux études d'échantillons météoritiques une position de pointe en planétologie et en astrophysique. Les météorites se révèlent aujourd'hui des témoins extrêmement précieux de l'origine et des premières étapes de l'évolution du système solaire, tant en matière d'environnement stellaire de la nébuleuse protosolaire que de survie éventuelle de grains présolaires, de dynamique de la condensation des corps planétaires ou d'évolution thermique de la nébuleuse.

13.5 Collectes de matière cométaire

Ainsi que nous l'avons mentionné, tout porte à croire que les grains piégés dans les noyaux cométaires, qui sont restés à très basse température depuis la condensation de la nébuleuse protosolaire, sont les constituants initiaux les mieux préservés de cette nébuleuse. La collecte de ce matériau peut se faire de plusieurs façons.

La première s'appuie sur le fait que les plus petits des grains cométaires pénètrent dans l'atmosphère sans être totalement détruits, sont ralentis dans la stratosphère et descendent lentement dans la basse atmosphère. On peut donc chercher à les collecter dans certains sites terrestres privilégiés, où leur concentration serait singulièrement accrue, en particulier dans les neiges et les glaces polaires. Des collectes fructueuses ont ainsi été menées en Antarctique.

On peut aussi rechercher les micrométéorites dans la basse stratosphère, où la contamination terrestre, quoique prédominante, n'exclut pas toute possibilité de repérer de tels grains extraterrestres. Depuis le milieu des années 1970, la NASA a procédé à la collecte de grains dans la stratosphère, sous l'impulsion de D. Brownlee. Des plaques, recouvertes d'huile très visqueuse, sont déployées sous les ailes d'un avion U2 de la NASA, qui vole à près de vingt kilomètres d'altitude, et balaie ainsi de grands volumes d'air raréfié. Les grains piégés sont ensuite nettoyés et triés pour isoler la matière d'origine extraterrestre de la contamination terrestre. Plus de la moitié de ces particules extraterrestres sont des agrégats constitués de grains de taille inférieure à 100 nm, dont la composition reflète approximativement celle des chondrites carbonées (voir fig. 13-8). L'origine extraterrestre est également indiquée par l'existence de ^{10}Be, qui est produit par l'irradiation du rayonnement cosmique. La texture des grains ne ressemble à celle d'aucun type d'échantillon météoritique. Il est vraisemblable que ces particules aient une origine cométaire.

L'intérêt évident de ces collectes tient en ce qu'elles sont non destructives : on profite du ralentissement progressif des grains sur les atomes de la haute stratosphère. En revanche, outre les inconvénients liés aux problèmes de contamination

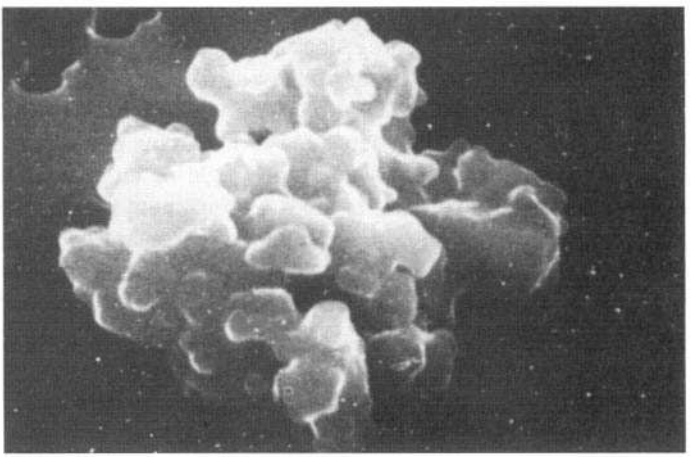


FIG. 13-8 – Particule collectée dans la stratosphère. (Avec l'aimable autorisation de D. Brownlee.)

par des grains terrestres, ces collectes présentent le défaut supplémentaire de mélanger toutes les contributions extraterrestres, sans permettre d'identifier l'origine d'un grain donné. Un second type de collecte se propose de répondre à ce souhait qui vise à déterminer l'origine des grains collectés. Il s'agit d'intercepter les grains cométaires, hors de l'atmosphère terrestre, lorsque la Terre rencontre la queue d'une comète ou traverse un essaim cométaire. Il est très difficile de réaliser une interception non destructive, compte tenu de la très grande vitesse relative des grains, qui est de plusieurs kilomètres par seconde. Il est en revanche possible de conserver l'ensemble des atomes constitutifs des grains pour ensuite analyser, grain par grain et comète par comète, la composition élémentaire et isotopique de matière cométaire. De telles expériences ont été réalisées en station orbitale. Plus ambitieuse encore, la mission *Stardust*, lancée en 1999, prévoit le retour de grains cométaires sur Terre en 2006, après le passage de la sonde dans la coma de la comète Wildt 2 en 2004.

Chapitre 14

Les nouveaux systèmes planétaires

14.1 Introduction

« Un nombre infini de soleils existent, un nombre infini de terres tournent autour de ces soleils comme les sept planètes tournent autour de notre soleil. Des êtres vivants habitent ces mondes. » C'était, il y a quatre siècles, la fulgurante intuition de Giordano Bruno. Aujourd'hui, nous savons que le Soleil est une étoile et qu'un très grand nombre des étoiles de la Galaxie sont entourées de planètes. Mais nos connaissances sont encore trop fragmentaires pour savoir si les conditions d'apparition de la vie existent ou ont existé sur des planètes extrasolaires.

Depuis que la Terre a cessé d'être le centre de l'Univers, la question de l'existence de mondes extraterrestres s'est imposée aux scientifiques et aux philosophes. La découverte de la structure de la Galaxie et de l'univers extragalactique posait la question de l'unicité de notre système planétaire : comment imaginer que seul le Soleil, étoile moyenne, possède des planètes alors que des dizaines de milliards de galaxies contenaient chacune des centaines de milliards d'étoiles ?

Cependant, il a fallu attendre le début des années 1990 pour enfin découvrir les premières planètes extrasolaires, aussi appelées exoplanètes, à cause de la très grande difficulté technique à détecter la lumière provenant de ces objets. Une planète n'a pas d'émission propre dans le domaine visible et ne renvoie que le flux réfléchi de son étoile. De plus, ce reflet se perd généralement dans la lumière de l'étoile elle-même. Ce sont donc des méthodes indirectes qui ont permis les premières découvertes.

14.2 Les limites du domaine planétaire

En dehors du système solaire, les seuls compagnons d'étoiles connus jusqu'à la dernière décennie du XX^{e} siècle étaient des étoiles, dans des systèmes doubles ou multiples. Les nouvelles planètes découvertes conduisent à reformuler les carac-

téristiques et les modes de formation des compagnons d'étoiles de faible masse, planètes, naines brunes et étoiles :

Tout d'abord, jusqu'à présent, les *planètes* étaient les neuf corps définis comme tels en orbite autour du Soleil. Le modèle élaboré pour expliquer le mode de formation des planètes du système solaire est basé sur deux propriétés importantes des planètes, des orbites régulières coplanaires et l'existence de deux familles de planètes.

– Les orbites coplanaires des neuf planètes du Soleil ont conduit à l'hypothèse de planètes formées dans un disque circumsolaire, bien avant que les premiers disques circumstellaires n'aient été observés. Les observations montrent que la formation d'étoiles s'accompagne d'un disque dans lequel les planètes se condensent (chapitre 4). Les planètes sont des co-produits de la formation d'une étoile. La masse des objets formés de cette manière dépend de la quantité de matière disponible dans le disque.

– Les planètes du système solaire se séparent en planètes telluriques solides à l'intérieur du système solaire, et en planètes géantes et gazeuses plus éloignées du Soleil. Le statut particulier de Pluton est à considérer dans le cadre de l'existence du disque de Kuiper (voir chapitre 12). Près du Soleil, la matière condensable est limitée aux roches et aux métaux, composants des planètes terrestres. Au-delà d'une certaine limite, dite « limite des glaces », qui a pu varier au cours du temps et qui est aujourd'hui à 4 ua, les glaces se condensent aussi, ce qui augmente considérablement la masse de matière solide et ce qui permet aux planètes d'atteindre la masse critique nécessaire à l'accrétion de gaz. Ce modèle ne permet la formation des planètes géantes qu'à l'extérieur de la limite des glaces.

On trouve ensuite les *naines brunes*, objets entre 13 et 74 M_J (M_J étant la masse de Jupiter), qui ont une température de surface comprise entre 150 K et 2 000 K. Les réactions nucléaires dont elles sont le siège ne concernent que le deutérium et ne durent que 10 millions d'années. Durant cette brève période, ces objets sont difficilement différenciables d'une étoile froide. Au-delà, ils deviennent aussi indétectables que les planètes. Ces naines brunes ont probablement été formées comme des étoiles, par effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire. Théoriquement, elles peuvent se former de manière isolée ou comme compagnon d'une étoile. Une première naine brune isolée a été détectée en 1999.

Enfin, on distingue les *étoiles* qui sont le siège de réactions thermonucléaires. Les étoiles, très souvent associées en systèmes binaires ou multiples, se forment par fractionnement successif d'un nuage moléculaire (voir chapitre 2), puis effondrement de cette matière jusqu'à l'apparition de réactions thermonucléaires, transformant d'abord l'hydrogène en hélium, ce qui nécessite une masse d'au moins 74 M_J. Dans les systèmes multiples, les orbites des étoiles ne sont pas coplanaires, sont très excentriques, et les séparations peuvent aussi être très variables.

14.3 Les disques circumstellaires

Les étoiles jeunes pour moitié d'entre elles possèdent un excès d'émission infrarouge qui trahit la présence de poussière autour de l'étoile. La recherche en imagerie directe de ces structures (halo ou disque ?) s'est révélée très difficile. Le disque de l'étoile β-Pictoris est resté longtemps le seul à être observé par imagerie, et ce dès 1982.

14.3.1 Bêta-Pictoris

Ce disque, détecté grâce à un coronographe qui cache l'étoile, est vu par la tranche (fig. 2-7). Il s'est révélé être un formidable laboratoire d'étude des mécanismes en jeu dans un disque protoplanétaire : la partie visible est constituée de poussières de quelques microns. La masse de ces poussières n'excède pas celle de la Lune. Cependant, leur durée de vie est si courte qu'il faut imaginer la présence de corps parents plus gros, et invisibles. Ces objets, par collisions ou par un dégazage semblable à celui de nos comètes, produiraient les poussières. Ces corps parents pourraient ressembler aux comètes de notre système solaire. Cette hypothèse est confortée par l'observation de raies d'absorption variables dans le spectre de l'étoile. Ces raies s'expliquent parfaitement par le passage devant le disque de l'étoile de comètes en train de tomber sur l'étoile, comme le font certaines comètes « rasantes » du Soleil. Par ailleurs, de nombreuses caractéristiques du disque, épaisseur, asymétries de brillance, creux intérieur, pourraient être la signature de la présence de planète(s) en orbite dans le disque de poussière. Le disque de β-Pictoris peut être vu comme un système planétaire encore en phase de formation avant que les planètes n'aient dispersé la majorité des planétésimaux. Cependant, comme l'âge de l'étoile est bien supérieur à l'échelle de temps de formation des planètes, il pourrait aussi être un disque stable de planétésimaux n'ayant pas abouti à la formation de planètes.

14.3.2 Les autres disques circumstellaires

De nombreux disques très jeunes ont été détectés et étudiés, principalement dans le domaine millimétrique. Ces observations montrent que beaucoup d'étoiles jeunes (moins d'un million d'années) sont entourées d'un disque de gaz en rotation keplérienne. Ces disques sont souvent accompagnés de jets de matière ionisée, éjectée perpendiculairement au disque par le champ magnétique très puissant de l'étoile en formation.

Des disques plus évolués ont aussi été observés dans le domaine visible par le télescope spatial *Hubble* et en infrarouge par le satellite *ISO* (*Infrared Space Observatory*). Ces disques ont une taille de quelques dizaines à quelques centaines d'unités astronomiques (ua).

Toutes ces observations ont permis de montrer que la masse des disques circumstellaires diminue avec l'âge de l'étoile pour devenir indétectable quand

l'étoile atteint quelques dizaines de millions d'années. Cette durée de vie est une contrainte importante des modèles de formation de planètes géantes (chapitre 4).

Quelques étoiles, qui possèdent une planète, sont aussi dotées d'un anneau de poussière aux caractéristiques semblables au disque de Kuiper du système solaire.

Les observations de disques circumstellaires ont conforté le modèle de formation des planètes élaboré à partir de l'observation du système solaire, décrit au chapitre 4.

14.4 Les planètes extrasolaires

14.4.1 Deux étapes : 1992 et 1995

Les premières planètes ont été découvertes autour d'un pulsar, grâce à la très grande régularité des émissions radio de ces étoiles à neutrons. La découverte, en 1992, de modulations dans le temps d'arrivée des impulsions du pulsar milliseconde PSR1257+12, situé à 300 parsecs du Soleil, a permis de déduire la présence de trois planètes en orbite autour de ce pulsar. Les perturbations gravitationnelles de ces planètes font en effet osciller l'étoile, ce qui fait varier, par effet Doppler, l'instant d'arrivée des pulses radio émis par l'étoile. Les planètes ont des masses de 0,015, 2,8, 3,4 masses terrestres. Elles se situent respectivement à 0,2, 0,4 et 0,5 unités astronomiques du pulsar.

Ces objets ne se sont probablement pas formés en même temps que l'étoile. Il est beaucoup plus probable qu'ils se sont reformés après la phase de supernova ayant donnée naissance au pulsar.

La première planète autour d'une étoile a été découverte en 1995 autour de l'étoile 51 de la constellation de Pégase, étoile semblable au Soleil et distante de nous de 15,4 parsecs. La méthode de détection est indirecte. Comme dans le cas de PSR1257, la présence de la planète est trahie par les perturbations qu'elle provoque sur le mouvement de l'étoile. Toutes deux tournent autour de leur centre de gravité et les oscillations de l'étoile sont détectées par la mesure de sa vitesse radiale (fig. 14-1).

La surprise est venue des caractéristiques de la planète dont la masse est au moins la moitié de la masse de Jupiter, et la période de révolution autour de l'étoile de seulement 4,2 jours. Cela veut dire qu'elle se trouve cent fois plus près de son étoile que Jupiter du Soleil.

14.4.2 Les méthodes de recherche

On compte plusieurs méthodes de recherche des planètes extrasolaires. Certaines d'entre elles sont développées pour détecter directement le flux de la planète. D'autres méthodes, indirectes, recherchent les perturbations induites par la planète sur l'étoile. Ainsi, les premières planètes furent découvertes, comme dans le cas de 51 Peg, B, par des méthodes indirectes, techniquement

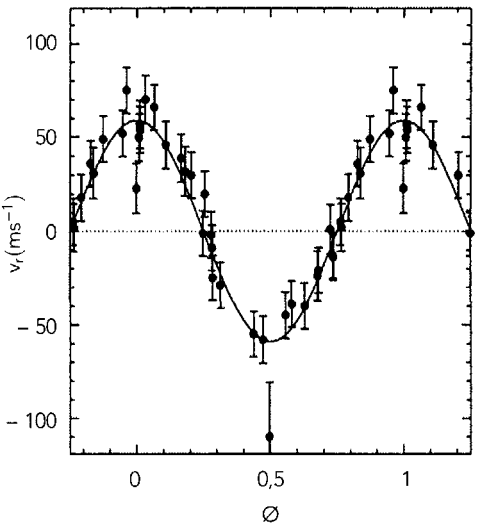


FIG. 14-1 – Vitesse radiale de l'étoile 51 Pégase, mesurée par l'équipe de M. Mayor, à l'Observatoire de Haute-Provence. La phase est portée en abscisse, et la vitesse radiale en m/s en ordonnée. (D'après M. Mayor et D. Queloz, *Nature*, 378, 355, 1995.)

plus faciles à mettre en œuvre. La détection directe permettra d'accéder à la composition chimique des planètes.

Chaque méthode de détection permet d'accéder à une partie des paramètres physiques de la planète perturbatrice : sa distance à l'étoile a, sa masse M, sa période orbitale P, sa température T, son rayon r, son flux F, et D la distance au Soleil. Un autre paramètre est l'inclinaison i du plan de l'orbite par rapport au plan du ciel.

Perturbations gravitationnelles : la présence d'une planète autour d'une étoile de masse M^* amène l'étoile à décrire un mouvement de rayon $a(M/M^*)$ autour de leur centre de gravité commun, avec une période égale à P.

– En admettant un mouvement circulaire, la projection de ce mouvement sur la ligne de visée peut être détectée par la mesure de la vitesse radiale $v(t) = (M \sin i/M^*)(GM^*/a)^{1/2} \cdot \sin(2\Pi t/P)$ où t est l'instant d'observation. v(t) se mesure en recherchant le décalage Doppler du spectre de l'étoile. L'observation du spectre de l'étoile à très grande précision permet de mesurer les petits déplacements des raies d'absorption visibles dans ce spectre.

Cette méthode permet d'accéder à la période P et au produit $M \cdot \sin(i)$. Si i n'est pas connu par d'autres observations, la détection par vitesse radiale ne donne qu'une borne inférieure de la masse de la planète. Les vitesses actuellement mesurables sont de l'ordre de 10 m/s : elles permettent de détecter une exoplanète de la masse de Jupiter à quelques ua de l'étoile. Cette technique est limitée par la vitesse photosphérique de l'étoile (3 m/s).

– Les méthodes astrométriques s'intéressent à la variation de position de l'étoile dans le plan du ciel. Elle atteint au cours de l'orbite une valeur extrême de $(M/M^*) \cdot (a/D)$. Contrairement à la mesure des vitesses radiales et à la détection directe, cette méthode donne directement la masse de la planète. Un Jupiter autour d'une étoile à 100 parsecs produirait un mouvement de l'étoile de 500 microarcsecondes, et la Terre, de 0,3 microarcseconde. Une précision meilleure que 100 microarcsecondes sera accessible grâce à l'interférométrie. Cette méthode appliquée dans l'espace permettra de détecter des planètes de quelques masses terrestres autour des étoiles proches.

Il faut noter que ces deux méthodes nécessitent de suivre l'étoile durant au moins une demi-période de la planète, soit 5 ans pour une planète à la distance de Jupiter autour d'une étoile de type solaire.

– Quand l'étoile émet des impulsions, la perturbation de la planète va modifier les instants d'arrivée du signal de $dt^* = (a/c)(M/M^*)\sin(2\Pi t/P)$, où c est la vitesse de la lumière. Cette méthode s'applique aux pulsars grâce à la très grande stabilité temporelle de leurs émissions radio.

Perturbations photométriques : dans son mouvement autour de l'étoile, la planète peut passer entre cette dernière et la Terre. Si l'étoile a un rayon R^*, le passage de la planète provoque une baisse du flux stellaire de $dF/F = (r/R^*)^2$. Le transit dure $(P/\Pi)(R^*/a)$. Le transit est détecté si le plan de l'orbite de la planète est bien orienté, c'est-à-dire si l'angle entre le plan de l'orbite et la ligne de visée est inférieur à R^*/a. (fig. 14-2). La probabilité est de 0,5 % pour une planète comme la Terre. C'est la seule méthode permettant d'accéder avec précision au

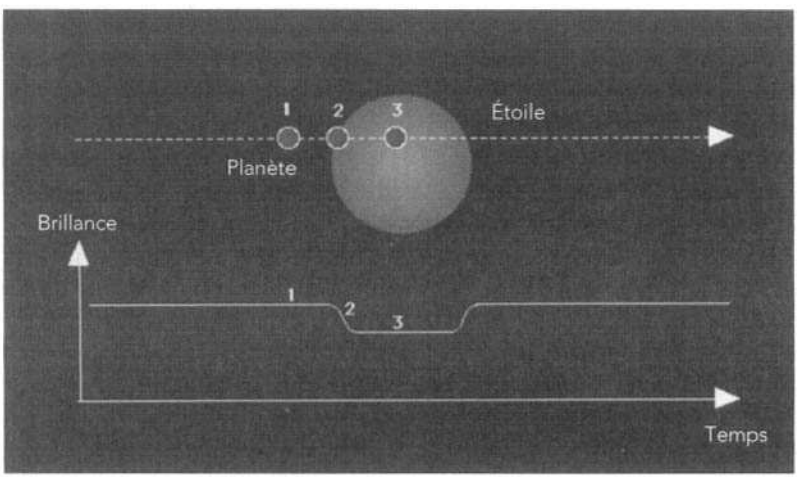


FIG. 14-2 – Schéma de la détection d'une exoplanète par occultation. Lorsque la planète passe devant l'étoile, le flux de celle-ci est diminué. Le contraste entre les flux 1 et 3 est de 10^{-2} dans le cas d'une exoplanète de type Jupiter, et de l'ordre de 10^{-4} pour une exoplanète de type terrestre et une étoile de type solaire.

rayon de la planète. Si la masse est connue par la méthode des vitesses radiales, on peut connaître la densité, qui permet de différencier une planète tellurique d'une planète gazeuse.

La découverte d'une planète requiert une observation pendant au moins une période. Cette méthode favorise donc, comme les méthodes précédentes, les planètes proches de l'étoile. Elle devrait être prochainement mise en œuvre avec le lancement du satellite *COROT*, prévu pour 2005. D'autres missions basées sur ce concept sont également à l'étude ou en préparation (*Kepler*, *Eddington* ; voir section 14.5.3).

Micro-lentille gravitationnelle : une autre méthode indirecte recherche la focalisation gravitationnelle par la planète de la lumière d'une étoile lointaine passant derrière elle ; la lumière de l'étoile du fond est amplifiée par la courbure de l'espace-temps au voisinage de l'étoile et de sa planète. La courbe de lumière montre une remontée du signal due à l'étoile à laquelle s'ajoute un pic provoqué par la planète. C'est la seule technique permettant de détecter des planètes de masse terrestre à plusieurs ua de l'étoile. Les planètes qui peuvent donner lieu à ce phénomène sont situées à une distance bien déterminée de leur étoile. Cette distance correspond à 5 ua si l'étoile est située dans le noyau galactique. Cette méthode est très élégante ; cependant l'effet n'est observable que dans des conditions très particulières dont la probabilité est très faible. De plus, cet événement n'est pas reproductible et la distance des planètes détectées, de l'ordre de 4 kpc du Soleil, ne permet pas de retrouver les planètes par d'autres techniques.

Les méthodes directes utilisent les différentes possibilités de séparer le flux de l'étoile F^* du flux stellaire réfléchi par la planète :
$F = 0{,}125 \times AF^*(R/a)^2[1 - \sin i \cdot \cos(2\pi t/P)]$, où A est l'albédo de la planète. Le rapport des brillances F/F^* est de l'ordre de 10^{-9}, pour Jupiter, ce qui correspond à 23 magnitudes de différence entre l'étoile et la planète. Il est à noter que dans le domaine de l'infrarouge thermique, ce contraste devient plus favorable à la détection planétaire : à 10 μm, il est de l'ordre de 10^{-6} (voir fig. 14-3). Voilà pourquoi les missions futures basées sur l'imagerie des exoplanètes par interférométrie (*TPF*, *Darwin*) privilégient l'infrarouge.

Dans l'espace, un coronographe peut être utilisé pour éteindre l'étoile. Cependant, dans le domaine visible, l'image de l'étoile est entourée d'un anneau de diffraction, de taille comparable à la région où se trouvent les planètes. Le rapport de brillance d'un Jupiter à l'anneau de diffraction est encore de $2{,}5 \times 10^{-4}$.

Différentes méthodes d'interférométrie peuvent être développées pour éteindre l'étoile. La *méthode des speckles noirs* vise à utiliser les turbulences de l'atmosphère. Quand une planète est présente, il arrive que, statistiquement, la lumière venant de l'étoile, déphasée par l'atmosphère, interfère de manière destructive sans que la lumière provenant de la planète, qui est vue sous un angle différent, n'interfère destructivement. Des images, obtenues avec un temps de pose inférieur à l'échelle de temps des turbulences atmosphériques, sont traitées pour rechercher la présence de la planète. L'*interférométrie en franges noires* fait interférer les images venant de deux télescopes pour permettre aussi de

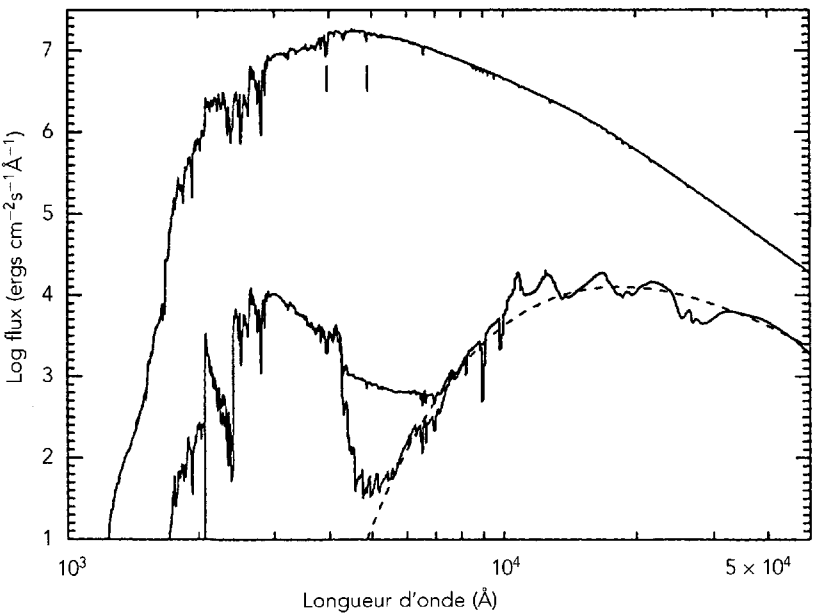


FIG. 14-3 – Flux relatif d'une étoile et d'une planète (τ Boo A et B) dans le visible de l'IR. Le spectre du haut est celui de l'étoile τ Boo A. Dans le cas de τ Boo B (courbes du bas), la courbe en trait fin (la plus basse) correspond au cas où la poussière de silicate est incluse. L'autre courbe, en trait plus épais, correspond au cas sans poussière. La courbe en tiret correspond à un corps noir de température 1 580 K. (D'après S. Seager et D. D. Sasselov, *Astrophys. J. Letters*, 502, 157, 1998.)

rechercher l'extinction de l'étoile. Des projets d'imagerie existent dans d'autres domaines de longueur d'onde, en infrarouge (de l'espace), en millimétrique ou sub-millimétrique.

Recherche des émissions radio : une autre approche consiste à tenter de détecter directement les émissions radio basses fréquences, aurorales ou induites par un satellite, des planètes extrasolaires possédant un champ magnétique (voir section 5.3.4). Dans notre système solaire, Jupiter est un émetteur radio aussi intense que le Soleil dans le domaine décamétrique (rapport de flux $F/F^* \approx 1$). Les difficultés à surmonter dans ce cas sont 1) la brillance intrinsèque du fond radio galactique ($T_B \approx 2 \times 10^4$ K à 30 MHz), 2) les perturbations introduites par l'ionosphère terrestre, et 3) les parasites produits par les activités humaines. La limite absolue imposée par (1) permettrait la détection de l'émission décamétrique de Jupiter à une distance maximale d'une fraction de parsec, selon la dimension du radiotélescope et les paramètres d'observation utilisés. Mais on a établi dans notre système solaire une loi d'échelle reliant la puissance radio basse fréquence P_R émise par un système flot-obstacle (vent solaire-magnétosphère, ou magnéto-

sphère-satellite) au flux d'énergie magnétique P_M incident sur l'obstacle, magnétopause ou ionosphère du satellite (fig. 14-4) :

$$P_R \propto P_M = (B^2/2\mu_o)\, V\, \pi R_{obs}^2$$

avec B le champ magnétique convecté à la vitesse V, et R_{obs} le rayon de l'obstacle. L'extrapolation de cette loi empirique au cas des « jupiters chauds » (planètes géantes orbitant très près de leur étoile), soumis à un flux d'énergie intense du vent stellaire, pourrait conduire à des émissions radio basses fréquences 10^4 à 10^5 fois plus intenses que celles de Jupiter et du couple Io-Jupiter. Ces émissions seraient alors détectables à quelques dizaines de parsecs avec les plus grands radiotélescopes actuels (le réseau décamétrique UTR-2 de Kharkov, en Ukraine, et peut-être, dans le futur, le projet de réseau métrique-décamétrique géant LOFAR). La distinction entre l'émission radio de l'étoile et celle de la planète se fonde sur la polarisation fortement circulaire des émissions planétaires et leur modulation par la rotation de la planète. La détection radio de planètes extrasolaires donnerait des informations uniques sur l'existence et l'intensité du champ magnétique et la période de rotation planétaire, et sur les processus magnétosphériques à comparer à ceux à l'œuvre dans le système solaire.

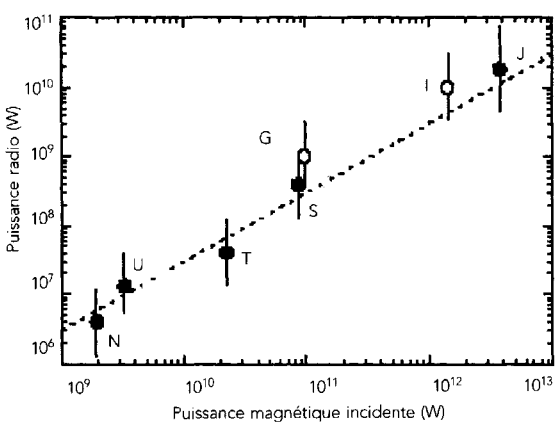


FIG. 14-4 – Puissance radio basses fréquences émise par un système flot-obstacle : T, J, S, U et N correspondent respectivement aux émissions radio aurorales de la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. I et G correspondent aux émissions radio induites par l'interaction de Io et Ganymède avec la magnétosphère Jovienne. La ligne pointillée a une pente de 1 et correspond à un facteur de proportionnalité de 7×10^{-6} entre la puissance radio émise et le flux d'énergie magnétique incident sur l'obstacle. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes affectant l'estimation des puissances radio moyennes émises. (D'après P. Zarka *et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, 277, 293, 2001.)

14.4.3 Diversité des planètes extrasolaires

Le tableau 14-1 donne la liste des planètes découvertes en janvier 2003 (http://www.obspm.fr/encycl/f-encycl.html). La liste est limitée, à quelques exceptions près, aux objets de masse inférieure à 13 M_J.

La figure 14-5 donne la répartition des demi-grands axes des exoplanètes en fonction de M sin i. Les planètes du système solaire y sont aussi représentées. Il faut noter que des exoplanètes comparables à celles-ci se trouveraient actuellement au-delà des limites de l'observation (les planètes telluriques étant trop peu massives, et les planètes géantes possédant des périodes de révolution trop élevées).

La méthode des vitesses radiales, la méthode des microlentilles et la recherche de transits ont aujourd'hui permis de détecter des compagnons. Un seul objet (une naine brune) a été détecté directement. Pour certains systèmes, des observations complémentaires (vitesse radiale et détection d'un disque circumstellaire ou vitesse radiale et transit) ont permis de compléter la connaissance du système (orientation de l'orbite et masse de la planète).

– Des disques de poussière ont été détectés autour d'étoiles accompagnées de planètes (55 Cnc, rho CrB et HD210277), d'abord en infrarouge, puis en imagerie. Ces disques pourraient être des structures semblables au disque de Kuiper du système solaire, c'est-à-dire le résidu du disque protoplanétaire. En supposant que la planète et le disque soient dans le même plan, l'observation du disque associée à la mesure de M sin i par vitesse radiale permet de déduire la masse de la planète.

– Les étoiles autour desquelles une planète a été découverte par vitesse radiale sont suivies de façon photométrique pour rechercher d'éventuels transits. La planète de HD209458 (0,63 masse de Jupiter et période de 3,52 jours) a ainsi été détectée par transit. L'observation de plusieurs transits, et la comparaison avec les résultats de la méthode vélocimétrique, ont permis de connaître précisément la masse et le rayon (1,4 RJ) de la planète. La densité calculée, très faible, implique que cet objet est principalement composé d'hydrogène.

– La détection directe d'un compagnon est possible s'il est assez éloigné de l'étoile. Ainsi, le compagnon de l'étoile Gliese 229 a été observé avec un coronographe par le *HST* (voir fig. 14-6). Ce compagnon est une naine brune d'au moins 40 Mj. Il orbite à 40 ua de l'étoile. Il a très probablement été formé comme une étoile, c'est-à-dire par effondrement gravitationnel, mais sa masse est trop faible pour déclencher des réactions thermonucléaires autres que celles mettant en jeu le deutérium. Sa température est suffisante pour permettre une détection directe mais assez basse (1 000 K) pour que son atmosphère contienne du méthane et de la vapeur d'eau comme Jupiter.

Tableau 14-1
Liste des exoplanètes découvertes au 1er janvier 2003

Étoile	M · sin(i)	Demi-grand axe (ua)	Période (j)	Excentricité
OGLE-TR-56	0,9	0,0225	1,2	–
HD 83443	0,35	0,038	2,9861	0,08
HD 46375	0,249	0,041	3,024	0,
HD 179949	0,84	0,045	3,093	0,05
HD 187123	0,52	0,042	3,097	0,03
Tau Boo	3,87	0,0462	3,3128	0,018
BD-10 3166	0,48	0,046	3,487	0,
HD 75289	0,42	0,046	3,51	0,054
HD 209458	0,69	0,045	3,524738	0,0
HD 76700	0,197	0,049	3,971	0,0
51 Peg	0,46	0,0512	4,23	0,013
Ups And	0,69	0,059	4,6170	0,012
	1,19	0,829	241,5	0,28
	3,75	2,53	1 284,	0,27
HD 49674	0,12	0,0568	4,948	0,
HD 68988	1,90	0,071	6,276	0,14
HD 168746	0,23	0,065	6,403	0,081
HD 217107	1,28	0,07	7,11	0,14
HD 162020	13,75	0,072	8,428198	0,277
HD 130322	1,08	0,088	10,724	0,048
HD 108147	0,41	0,104	10,901	0,498
HD 38529	0,78	0,129	14,309	0,29
	12,70	3,68	2 174,3	0,36
55 Cnc	0,84	0,11	14,65	0,02
	0,21 ?	0,24 ?	44,28 ?	0,34 ?
	4,05	5,9	5 360	0,16
Gl 86	4,	0,11	15,78	0,046
HD 195019	3,43	0,14	18,3	0,05
HD 6434	0,48	0,15	22,09	0,30
Gliese 876	0,56	0,13	30,1	0,12
	1,98	0,21	61,02	0,27
rho CrB	1,07	0,23	39,845	0,05
HD 74156	1,56	0,276	51,61	0,649
	> 7,5	4,47	2 300,0	0,395
HD 168443	7,7	0,29	58,116	0,529
	16,9	2,85	1 739,50	0,228
HD 3651	0,2	0,284	62,23	0,63
HD 121504	0,89	0,32	64,6	0,13
HD 178911 B	6,292	0,32	71,487	0,1243
HD 16141	0,215	0,35	75,82	0,28
HD 114762	11,	0,3	84,03	0,334
HD 80606	3,41	0,439	111,78	0,927
70 Vir	6,6	0,43	116,6	0,4
HD 52265	1,13	0,49	118,96	0,29

Étoile	M · sin(i)	Demi-grand axe (ua)	Période (j)	Excentricité
GJ 3021	3,21	0,49	133,82	0,505
HD 37124	0,75	0,54	152,4	0,10
	1,2	2,5	1 495	0,69
HD 73526	3,0	0,66	190,5	0,34
HD 82943	0,88	0,73	221,6	0,54
	1,63	1,16	444,6	0,41
HD 169830	2,96	0,823	230,4	0,34
HD 8574	2,23	0,76	228,8	0,40
HD 89744	7,2	0,88	256	0,54
HD 134987	1,58	0,78	260	0,25
HD 40979	3,16	0,818	263,1	0,25
HD 12661	2,30	0,83	263,6	0,096
	1,57	2,56	1 444,5	< 0,1
HD 150706	1,0	0,82	264,9	0,38
HR 810	2,26	0,925	320,1	0,161
HD 142	1,36	0,980	338,0	0,37
HD 92788	3,8	0,94	340	0,36
HD 28185	5,6	1,0	385	0,06
HD 177830	1,28	1,00	391	0,43
HD 108874	1,65	1,07	401	0,20
HD 4203	1,64	1,09	406	0,53
HD 128311	2,63	1,06	414	0,21
HD 27442	1,43	1,18	423	0,02
HD 210277	1,28	1,097	437	0,45
HD 19994	2,0	1,3	454	0,2
HD 20367	1,07	1,25	500	0,23
HD 114783	0,9	1,20	501,0	0,1
HD 147513	1,	1,26	540,4	0,52
HIP 75458	8,64	1,34	550,651	0,71
HD 222582	5,4	1,35	576	0,71
HD 23079	2,54	1,48	627,3	0,06
HD 160691	1,7	1,5	638	0,31
	1?	2,3?	1 300?	0,8?
HD 141937	9,7	1,52	653,22	0,41
HD 47536	4,96-9,67	1,61-2,25	712,13	0,20
16 CygB	1,5	1,70	804	0,67
HD 4208	0,81	1,69	829,0	0,04
HD 114386	0,99	1,62	872	0,28
gamma Cephei	1,76	2,1	903	0,2
HD 213240	4,5	2,03	951	0,45
HD 10697	6,59	2,0	1 083	0,12
47 Uma	2,41	2,10	1 095	0,096
	0,76	3,73	2 594	< 0,1
HD 190228	4,99	2,31	1 127	0,43
HD 114729	0,9	2,08	1 136	0,33
HD 2039	5,1	2,2	1 190	0,69
HD 136118	11,9	2,335	1 209,6	0,366

Étoile	M · sin(i)	Demi-grand axe (ua)	Période (j)	Excentricité
HD 50554	4,9	2,38	1 279,0	0,42
HD 196050	3,0	2,5	1 289	0,28
HD 216437	2,1	2,7	1 294	0,34
HD 216435	1,23	2,6	1 326	0,14
HD 106252	6,81	2,61	1 500	0,54
HD 23596	7,19	2,72	1 558	0,314
HD 30177	7,7	2,6	1 620	0,22
HD 33636	7,8	2,7	1 620,54	0,41
14 Her	4,90	2,83	1 730,461	0,37
HD 39091	10,37	3,34	2 083	0,62
HD 72659	2,55	3,24	2 185	0,18
Epsilon Eridani	0,86	3,3	2 502,1	0,608
	0,1??	40??	280 y??	0,3??
Gl 777A	1,15	3,65	2 613	0,0

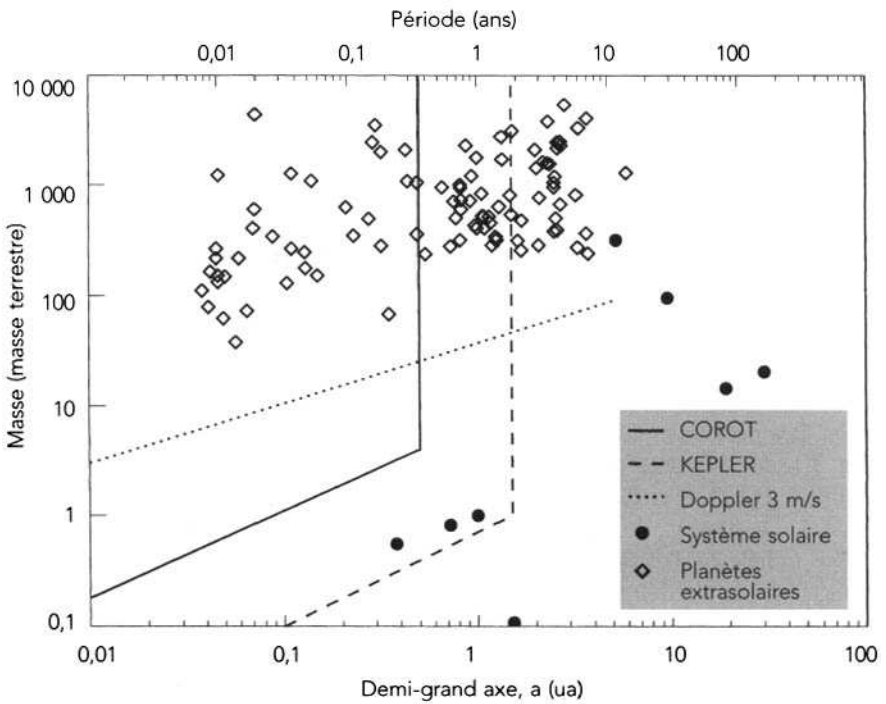


FIG. 14-5 – Masse des planètes en fonction de la distance à l'étoile et faisabilité des différentes méthodes de détection.

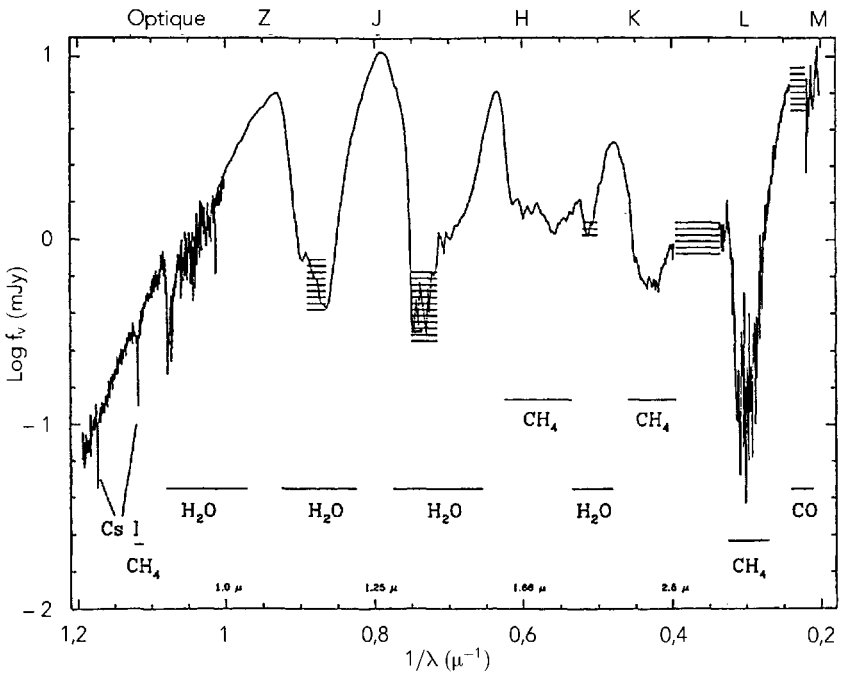


FIG. 14-6 – Le spectre de Gliese 229 B mesuré au télscope Keck. Les regions ombrées correspondent aux domaines spectraux inaccessibles depuis le sol. (D'après B.R. Oppenheimer *et al.*, *Astrophys. J.*, 502, 832, 1998.)

14.5 Connaissances acquises et questions

14.5.1 Bilan des observations

Les connaissances concernant les planètes extrasolaires sont encore très partielles. Les premières études ont identifié (au 1.1.2003) 105 objets de M.sini inférieur à 13 M_J (classées comme exoplanètes), dans 91 systèmes dont 12 systèmes multiples, et plusieurs dizaines de compagnons de M.sini entre 13 et 75 M_J (naines brunes). La plupart de ces découvertes, obtenues grâce à des mesures de la vitesse radiale de l'étoile, ne donnent qu'une limite inférieure à la masse et ne permettent pas de déterminer la taille de l'objet. Aucune indication n'est donnée non plus sur la composition de ces objets. La première remarque en regard de la liste des objets découverts est la continuité en termes de masse, entre les planètes et les naines brunes, et une similitude des orbites des deux populations d'objets. Cela remet en cause les définitions du chapitre précédent. Cependant, en raison de la méconnaissance du facteur sin i, certains des objets classés naines brunes sont peut-être des étoiles de faible masse.

– Un résultat fondamental que procurent les premières recherches est la proportion d'étoiles ayant au moins un compagnon. Les contraintes apportées par les recherches actuelles ne concernent que les planètes massives et proches de l'étoile (2 Mj à 5 ua ou 1 Mj à 1 ua). On peut estimer que 5 % des étoiles de type solaire ont des planètes de masse comprise entre 0,5 et 5 Mj à moins de 2,5 ua. On ne sait encore rien de la proportion de planètes plus petites, et en particulier des planètes telluriques, indétectables à ce jour. La proportion de naines brunes est d'à peu près 1 % jusqu'à 3 ua. Toutes les planètes découvertes le sont autour d'étoiles près proches du Soleil (moins de 50 parsecs), à l'exception de l'objet détecté par focalisation gravitationnelle. La proportion d'étoiles avec planète estimée à partir de ces découvertes n'est peut-être pas valable dans toute la Galaxie. Une recherche de transits planétaires dans l'amas globulaire 47 Toucan n'a révélé aucune planète alors que la proportion estimée à partir du voisinage solaire laissait prévoir la détection de 15 à 20 transits : il n'y a donc pas (ou plus) de planète massive dans le proche voisinage des étoiles de cet amas globulaire.

– La métallicité (proportion d'éléments lourds dans l'étoile) des étoiles à planètes pourrait être supérieure à la métallicité des étoiles sans planète. Cet effet expliquerait la non-détection de planètes dans 47 Toucan, amas dont les étoiles sont âgées et sous-métalliques par rapport aux étoiles du voisinage solaire. La question est de savoir si la sur-métallicité d'une étoile favorise la formation de planètes ou si elle est due à la présence de planète (voir ci-après).

– La distribution des masses (voir fig. 14-7) montre une distribution continue pour les objets de masse supérieure à 10 Mj et un nombre d'objets qui augmente vers les petites masses. La méthode de détection favorise pourtant les grosses planètes. Il s'agit donc bien d'un fait réel : il y a de plus en plus de planètes quand leur masse diminue. Une question importante est de savoir si cette tendance se prolonge jusqu'aux planètes de petite taille (type terrestre). La distribution en masse montre aussi un vide de compagnons entre 30 et 50 M_J (appelé le désert des naines brunes). Il est possible que ce « désert » sépare deux populations correspondant aux deux modes de formation des compagnons stellaires : les planètes, formées par accrétion au sein d'un disque circumstellaire (mode de formation des planètes du système solaire), et les compagnons formés par l'effondrement de matière interstellaire (mode de formation des étoiles). Cependant, les orbites des objets de plus faible masse ne sont pas régulières, ni situées au-delà de la limite des glaces (voir ci-après).

– Il y a une accumulation de compagnons avec une période de l'ordre de 3 jours et une absence complète de périodes plus courtes. Ces objets ont une excentricité très faible et pourraient être le siège d'un même mécanisme physique, indépendant de la masse.

– Les objets de période supérieure à 3 jours (planètes et naines brunes) ont des orbites très excentriques (voir fig. 14-8). Or, l'effet de sélection qui favorise les planètes sur orbite excentrique est faible. En excluant les objets à moins de 0,2 ua de leur étoile, les excentricités ont la même diversité que dans les systèmes

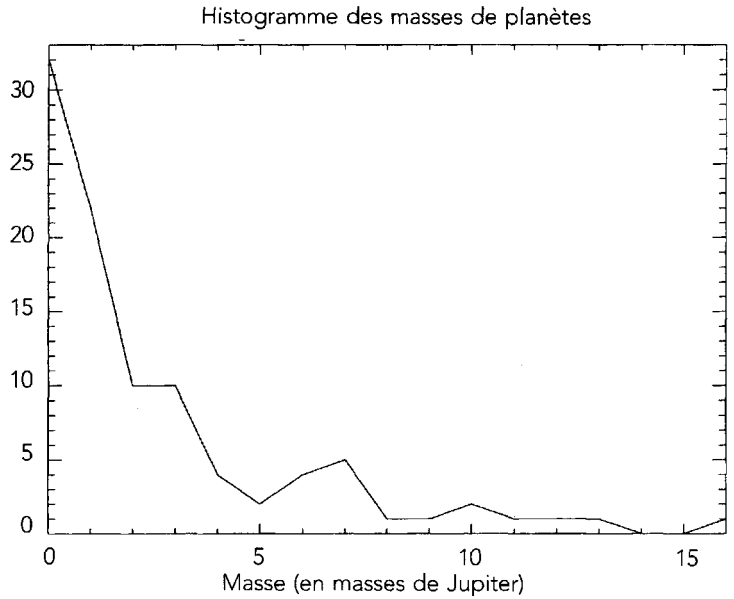


FIG. 14-7 – Distribution des $M \cdot \sin i$.

stellaires doubles, c'est-à-dire de corps formés par effondrement. Cependant, les modèles théoriques montrent que l'orbite des planètes formées par accrétion peut être modifiée (voir ci-après).

14.5.2 Les questions théoriques posées par les premières découvertes

De nouveaux développements de la physique planétaire sont en train d'apparaître, liés à ces découvertes. L'existence de ces objets massifs et proches de leur étoile soulève deux questions fondamentales : d'une part, quels processus de formation et d'évolution sont à l'origine de ces corps ? Et, d'autre part, quels processus physiques gouvernent l'atmosphère, la structure interne et le champ magnétique de ces objets ? Il n'est bien sûr pas question de faire un bilan des connaissances dans un domaine en plein développement mais plutôt de montrer en quoi les connaissances antérieures doivent être complétées pour expliquer les nouvelles observations, et de présenter des ébauches de réponse.

– La première question posée est celle de l'existence de planètes massives à l'intérieur de la limite des glaces. Le modèle « classique » de formation des planètes condense de la matière rocheuse à l'intérieur de la ligne des glaces et de la matière glacée à l'extérieur. Si ces planètes se sont formées par accrétion à leur emplacement actuel, ce devrait être des planètes telluriques. Or, il paraît très

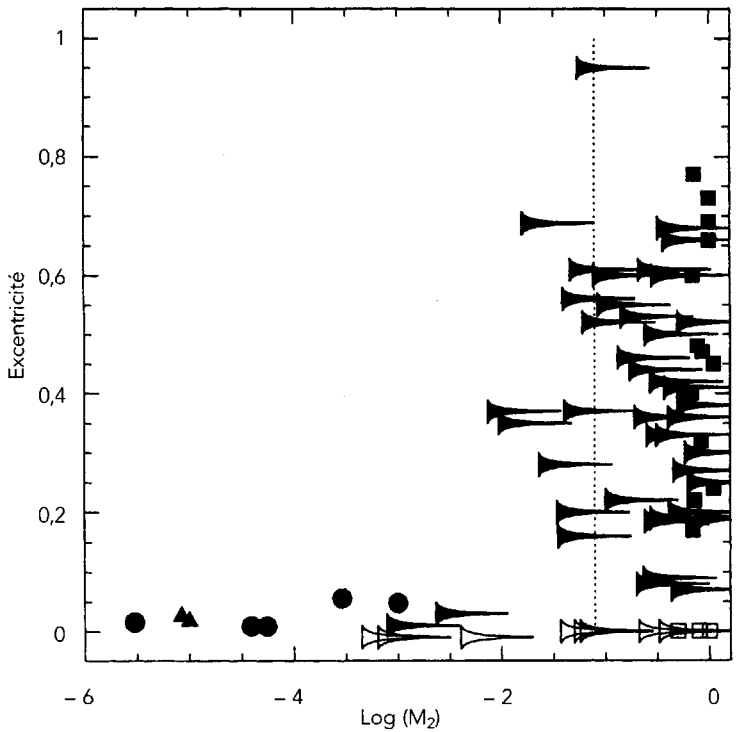


FIG. 14-8 – Distribution des excentricités de compagnons d'étoiles en fonction de leur masse (en masse molaire) : les cercles noirs représentent les planètes du système solaire ; les triangles noirs, les planètes du pulsar PSR B 1257 ; les carrés noirs, des étoiles (systèmes doubles) ; et les symboles allongés, les planètes extrasolaires. Les symboles blancs correspondent à des objets de période inférieure à 5 jours, dont l'orbite est circularisée par la proximité de l'étoile. La ligne pointillée est la limite entre planètes et naines brunes. (D'après M. Mayor et D. Quelaz, in « Infrared Space Interferometry : Astrophysics and the Study of Earth Like Planets », Kluwer, edts. C. Eiroa *et al.*, 1997.)

difficile de rassembler plusieurs centaines de masses terrestres de matière rocheuse à l'intérieur de la ligne des glaces parce que le processus de formation des planètes terrestres est très lent et que la quantité de matière disponible est faible. La formation de planètes gazeuses par accrétion aussi près de l'étoile est aussi très difficile, puisqu'elle nécessite aussi l'accrétion d'un noyau massif.

L'application du modèle classique implique donc que la planète se soit formée au-delà de la ligne des glaces, puis ait migré vers l'étoile. L'hypothèse de la migration des planètes avait été avancée pour les planètes du système solaire (voir chapitre 4). Plusieurs modèles de migration sont actuellement explorés pour expliquer les orbites des planètes extrasolaires. Dans un disque circumstellaire, une planète se forme à l'extérieur de la ligne des glaces. Le disque résiduel, s'il est

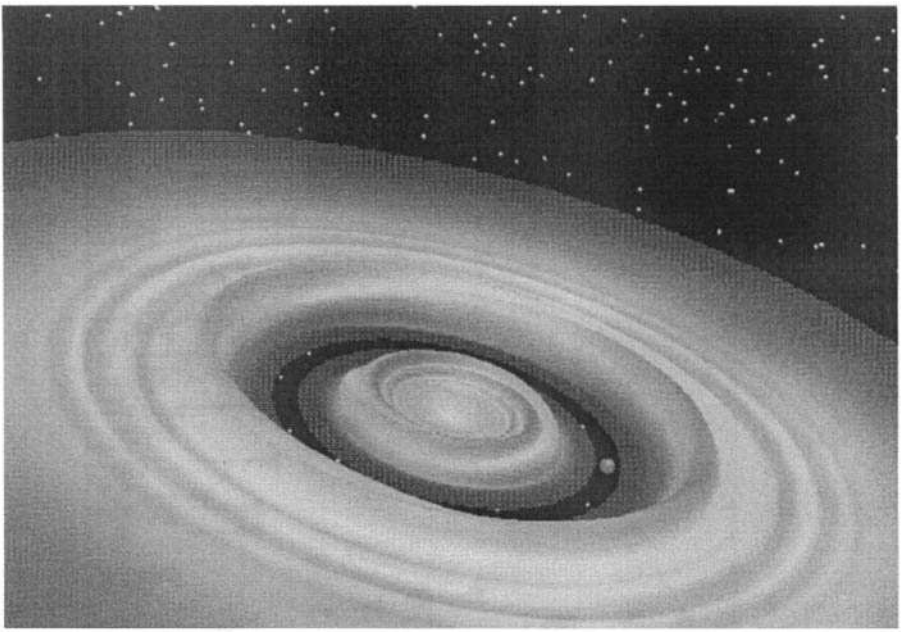


FIG. 14-9 – Vide créé par une planète dans un disque gazeux. (D'après G. Bryden.)

assez massif, peut exercer un couple sur la planète *via* des ondes spirales forcées par la planète, et faire ainsi migrer la planète vers l'étoile (fig. 14-9).

Le couple peut aussi avoir lieu, après la dissipation du disque de gaz, avec les planétésimaux. Les modèles de migration développés sont encore très partiels. Ils nécessitent la présence d'un disque plus massif (0,1 de masse solaire) que les disques circumstellaires généralement observés et ne s'appliquent qu'à des planètes de faible masse (une masse terrestre) ; les planètes massives ne s'expliqueraient que par les migrations successives et l'accrétion de plusieurs planètes de faible masse. Les modèles montrent que cette migration s'accompagne d'une circularisation des orbites. La population des objets très proches et sur orbite circulaire serait le stade ultime de ce processus. Cependant, il paraît très difficile de trouver un mécanisme pour freiner cette chute avant que la planète ne tombe sur l'étoile.

– La métallicité des étoiles autour desquelles des planètes ont été trouvées semble être supérieure à celle des étoiles sans planète. Cette observation pourrait être liée au mécanisme de migration. Si la formation de planètes s'accompagne couramment de chute de matière solide sur l'étoile, la métallicité de surface de celle-ci peut être augmentée. Cette hypothèse commence à être explorée mais une autre explication est possible : une métallicité plus grande de l'étoile veut dire une plus grande concentration d'éléments solides dans le disque protoplanétaire, ce qui favoriserait la formation des planètes.

Une question importante porte sur la nature des exoplanètes : sont-elles des planètes de structure semblable aux planètes du système solaire ? Il se pourrait que certains des objets découverts ne soient pas des planètes mais des objets de type stellaire. En effet, le mécanisme d'effondrement gravitationnel, qui forme les étoiles, pourrait aussi former des compagnons de masse inférieure à 73 M_J. Ces objets différeraient des planètes par une composition semblable à celle du milieu interstellaire alors que les planètes concentrent les éléments lourds de par leur mode de formation. Des observations plus poussées, notamment de la composition de ces nouvelles planètes, permettront de savoir à quelle famille physique ils appartiennent. Dans ce domaine, comme dans beaucoup d'autres, un modèle est proposé pour expliquer les observations mais il est beaucoup plus difficile de prévoir les systèmes que cette théorie autorise et donc de prévoir de futures observations.

– Un grand nombre de nouvelles planètes se trouvent à quelques rayons stellaires de l'étoile. À de telles distances, ces planètes, les « jupiters chauds », ont une température effective de plus de 600 K, et certaines, comme la planète de 51 Pégase, de plus de 1 000 K. Les premiers modèles montrent que, malgré la grand proximité de l'étoile, ces nouvelles planètes sont à l'extérieur de la limite de Roche et sont stable vis à vis de l'échappement thermique (limite de Jeans) et vis-à-vis des processus non thermiques liés à l'émission UV de l'étoile. Cependant, la structure thermique (voir fig. 14-10) et la chimie de ces planètes sont très diffé-

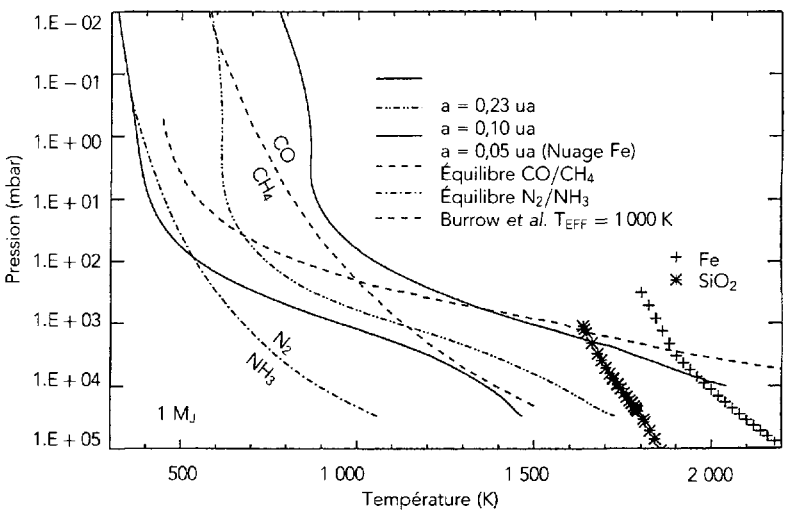


FIG. 14-10 – Structure thermique d'une exoplanète géante située à proximité de son étoile, pour trois valeurs de sa distance astrocentrique. Les courbes correspondant à l'équilibre thermochimique CO/CH_4 et N_2/NH_3 sont également représentées, ainsi que les courbes de condensation du fer et de SiO_2. (D'après C. Goukenleuque *et al.*, in « From Cool Stars to Giant Planets », C. Griffith et M. Marley, Éd., ASP Conference Series, 1999.)

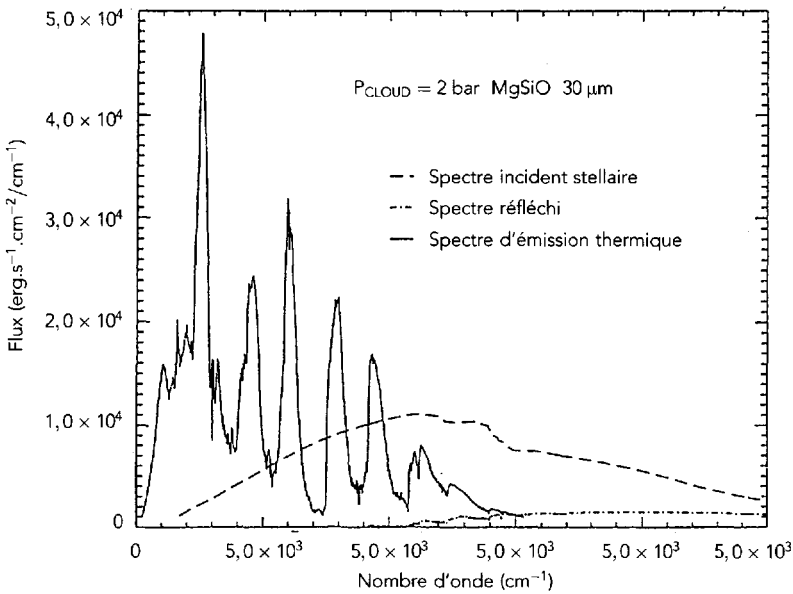


FIG. 14-11 – Le spectre synthétique d'une exoplanète géante de type 51 Peg B. Traits pleins : émission thermique ; trait-point : spectre stellaire réfléchi ; tirés : spectre stellaire incident. (D'après Goukenleuque *et al.*, *Icarus*, 143, 308, 2000.)

rentes de celles des planètes géantes du système solaire, et leur étude ouvre un nouveau champ de la physique planétaire. Les modélisations de la structure atmosphérique montrent la présence attendue de CH_4, CO, NH_3 et N_2 (voir fig. 14-10 et 14-11).

– Les premières études montrent que la proximité de l'étoile augmente le rayon de ces planètes. La formation d'une planète gazeuse loin d'une étoile s'accompagne d'une contraction et d'un refroidissement. En revanche, si elle se forme près de l'étoile, elle gardera un rayon plus important et une température plus élevée, ce qui semble être le cas des premiers objets de ce type qui ont pu être étudiés.

Les questions posées par la découverte des exoplanètes sont encore nombreuses, en particulier celles liées à leur formation. Les modèles de formation mis en place pour expliquer les planètes du système solaire doivent être entièrement revus si l'on veut tenter de les appliquer aussi aux planètes extrasolaires (voir chapitre 4).

14.5.3 Quelques projets observationnels

De nombreux projets de détection de planètes extrasolaires sont en cours ou en préparation. D'autre projets ont pour but d'étudier les planètes, ce qui nécessite la détection directe de la planète.

Les questions qui se posent sont nombreuses : combien d'étoiles possèdent des planètes ? Comment varie la présence de planètes avec le type, l'âge, la métallicité, la position dans la galaxie de l'étoile ? Quelles sont les propriétés de ces planètes, orbites, albédo, densité, composition chimique, présence de satellites ? Combien de ces planètes sont-elles semblables à la Terre (atmosphère dense, eau, vie...) ? Comment se sont-elles formées ?

Les protocoles de recherche de planètes demandent de longues périodes d'observation sur un grand nombre d'étoiles avec des chances de détection encore mal connues. La question se pose de savoir quelles étoiles il convient de suivre. Une grande diversité dans le choix d'étoiles permettra de savoir quel type d'étoile favorise la présence de planètes, mais suivre des étoiles de type solaire peut favoriser la détection de systèmes semblables au nôtre. Cependant, la diversité des systèmes planétaires et le manque de connaissances sur la formation et l'évolution de ces systèmes impliquent quelque prudence dans ces choix : la méthode des transits, qui demande de suivre de façon photométrique un grand nombre d'étoiles, semblait désigner de vieux amas globulaires comme le lieu idéal pour un grand nombre de détections et pourtant aucune planète n'a été détectée au cours du programme de recherche dans 47 Toucan.

Des efforts sont faits pour augmenter les performances des techniques de détection directe. Seul le flux de la planète permettra d'étudier sa composition chimique et de connaître sa nature.

Au-delà des projets s'appuyant sur des techniques qui se sont déjà révélées efficaces (vitesse radiale, focalisations gravitationnelles et transits), deux approches sont possibles pour augmenter le pouvoir de détection : l'utilisation de plusieurs télescopes sur le mode interférométrique ou le développement d'instruments dans le domaine millimétrique et infrarouge, ce dernier nécessitant d'aller dans l'espace. Certaines techniques particulières sont développées spécifiquement pour détecter des objets faibles à proximité de la source brillante constituée par l'étoile.

Un projet mettant en jeu la *mesure de vitesse radiale* est en cours de réalisation au télescope de 3,6 mètres de l'ESO avec une précision attendue de 1-2 m/s, qui permettrait de détecter Saturne ou des planètes de la masse d'Uranus à moins de 1 ua de l'étoile. Un autre projet, mis en place au télescope de 10 mètres du Keck, consiste à suivre 400 étoiles avec une précision attendue de 3 m/s. D'autres programmes sont mis en place avec des précisions moindres.

Les projets d'imagerie du sol sont basés sur les techniques de l'interférométrie. La méthode des speckles noirs devrait être appliquée au VLT. L'interférométrie entre plusieurs télescopes est en projet dans les grands observatoires (VLTI européen au Chili, Keck et projet OHANA à Hawaii).

Le projet européen *Darwin* d'interférométrie IR spatiale est basé sur le principe de cinq télescopes de 1,5 mètre disposés en étoile autour d'un satellite central. La difficulté est d'éviter, à 10 microns, l'émission thermique infrarouge de la poussière zodiacale. Le projet américain concurrent, *TPF* (*Terrestrial Planet Finder*, lancement prévu 2010), est aussi basé sur un ensemble de plusieurs télescopes dans l'espace.

Deux grandes *missions astrométriques* sont en projet à la NASA et à l'ESA. Le projet européen, *GAIA*, doit mesurer la position de 10^9 étoiles de la Galaxie avec une précision de 1 microarcsecond (pour une magnitude V = 5). Cette précision permettra de détecter des planètes de 10 masses terrestres autour d'étoiles situées jusqu'à 10 pc. Ce projet, pierre angulaire du programme spatial ESA 2000+, pourrait détecter 25 000 jupiters extrasolaires. Le projet américain, *Space Interferometric Mission* (*SIM*, lancement prévu vers 2006), a un double but tant en astrométrie qu'en imagerie. La précision astrométrique attendue est de 4 microarcsecondes.

La mission de haute précision photométrique *COROT* du CNES a aussi un double but : l'astérosismologie et la détection de planètes extrasolaires par transit. Le champ dédié aux planètes, de 3,5 degrés carrés, permettra de suivre simultanément 6 000 étoiles. L'orbite polaire du satellite permettra de suivre les planètes durant au moins cinq périodes continues de cinq mois. Les flux stellaires sont décomposés par un prisme pour distinguer les transits d'éventuelles variations de la chromosphère. Son télescope de 27 cm permettra de détecter des planètes de 2 rayons terrestres autour d'étoiles solaires. Compte tenu de la nécessité de voir au moins deux transits pour confirmer une détection, la durée de la mission permettra de détecter des planètes jusqu'à 0,5 ua d'une étoile solaire. *COROT* devrait être lancé en 2005.

D'autres missions spatiales de photométrie sont en projet : *Kepler*, projet américain, et *Eddington*, projet européen.

– Plusieurs projets ont comme ambition la détection de *planètes biogéniques* qui se définissent par plusieurs critères : la stabilité de l'étoile sur une période de temps suffisante, la possibilité d'abriter de l'eau liquide, la stabilité de l'orbite de la planète. La détection de planètes rocheuses de type terrestre n'est pas à la portée des méthodes actuelles. Des planètes ont été découvertes à des distances de leur étoile où l'eau serait sous forme liquide. Cependant, ces planètes, très massives, sont gazeuses et probablement inaptes au développement de la vie. Elles pourraient toutefois avoir des satellites rocheux suffisamment massifs pour retenir une atmosphère, qui constitueraient un milieu favorable au développement de la vie. La seule technique qui pourrait permettre la détection de ces satellites est l'observation de transits.

La *recherche de vie* demande le choix préalable de critères de définition (voir chapitre 15). Cette recherche concerne des molécules qui devraient signer la présence de vie basée sur la chimie du carbone, la seule connue à ce jour. La détection de molécules interstellaires complexes montre cependant que la chimie du carbone est prépondérante dans l'Univers. La détection de l'oxygène et de

l'ozone devrait être à la portée de *Darwin* et de *TPF* (voir fig. 14-12). La recherche de la chlorophylle pourrait être à la portée du *NGST*. Cette molécule absorbe, sur Terre, 80 % de la lumière entre 400 et 700 nm ; sa présence serait donc facilement détectable. Cependant, il pourrait exister d'autres molécules susceptibles de convertir l'énergie lumineuse en énergie chimique.

14.6 Conclusions

Les planètes découvertes jusqu'à ce jour sont très différentes des planètes du système solaire, massives et proches de leur étoile. Ce sont peut-être des objets intermédiaires entre les planètes de notre système solaire et les étoiles de faible masse. Ces planètes sont les seules détectables par les techniques actuelles et ne permettent pas de prédire les propriétés générales de planètes extrasolaires.

Nous savons maintenant qu'il y a des planètes hors du système solaire, mais de nombreuses questions se posent :

- Quels processus peuvent expliquer la présence de planètes massives à l'intérieur de la limite des glaces, et en particulier l'existence des « jupiters chauds », à quelques rayons stellaires de l'étoile ?
- Quelle est la proportion des étoiles qui possèdent un système planétaire : la proportion est actuellement de 5 % pour des planètes d'au moins 0,5 M_J situées à moins de 2,5 ua de l'étoile, et pour des étoiles situées à moins de 50 parsecs du Soleil, alors que la Galaxie a un rayon de 500 000 parsecs.
- Comment varient les caractéristiques des exoplanètes avec le type de leur étoile centrale ?
- Quels sont les paramètres physiques de ces planètes (composition, atmosphère, satellites) ?
- Quelle est la proportion de planètes telluriques, de planètes biogéniques ?

Grâce à l'effort entrepris par la communauté scientifique, sur le plan théorique comme sur le plan expérimental, on peut espérer que des éléments de réponse à toutes ces questions verront le jour dans le courant de la prochaine décennie.

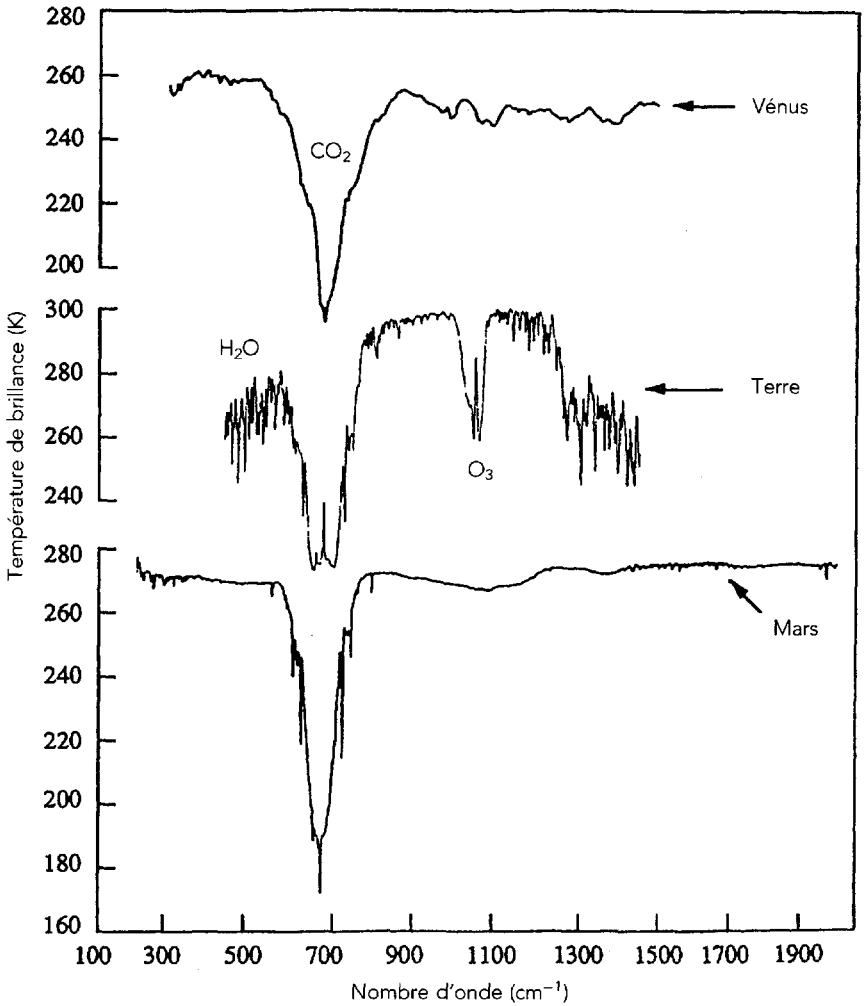


FIG. 14-12 – Spectres des planètes telluriques en IR moyen (5-100 μm), obtenus par interférométrie à transformée de Fourier. Les données de Vénus proviennent de *Venera 15*, celle de la Terre de *Nimbus 4* et celle de Mars de *Mariner 9*. La bande de CO_2 à 15 μm domine le spectre des trois planètes. Les bandes de H_2O sont fortes sur la Terre et apparaissent faiblement sur Mars. La signature de l'ozone centrée à 1 042 cm^{-1} (9,6 μm) est clairement visible sur le spectre de la Terre. Cette signature pourrait être un diagnostic pour la recherche de la vie sur les exoplanètes. (D'après R. A. Hanel *et al.*, *Exploration of the Solar-System by Infrared Remote Sensing*, Cambridge, 1992.)

Chapitre 15

La recherche de la vie dans l'Univers

LA DÉCOUVERTE récente de planètes autour d'étoiles voisines a redonné une actualité nouvelle à une question que l'humanité se pose depuis ses origines. Sommes-nous seuls dans l'Univers ? On retrouve dans les textes anciens des discussions, notamment chez les philosophes grecs Démocrite et Épicure, puis le poète romain Lucrèce, autour de la multiplicité des mondes habités. L'idée d'une vie extraterrestre fut reprise par Giordano Bruno au XVI^e siècle ; victime de l'Inquisition, il la paya de sa vie. Galilée puis de nombreux astronomes et philosophes (Kepler, Kant, Huygens, Fontenelle...) reprirent à leur compte cette doctrine tenue pour hérétique par l'Église catholique.

Au début du XX^e siècle, le débat sur la vie extraterrestre fut dominé par la controverse concernant les canaux martiens, dont la mise en évidence, selon leurs auteurs – Schiaparelli et Percival Lowell –, traduisait la présence d'une vie intelligente sur Mars. Il fallut les premières missions spatiales *Mariner*, dans les années 1960, pour mettre un terme définitif à cette polémique. Cependant, la découverte de nombreuses molécules complexes dans le milieu interstellaire, à la fin des années 1960, reposa la question de l'existence d'une chimie interstellaire complexe.

Les premiers concepts d'une évolution chimique vers le vivant datent des années 1920, lorsque Oparine fit le premier l'hypothèse que des micro-organismes pourraient apparaître au terme d'une longue série de transformations faisant intervenir des molécules organiques complexes, le tout dans un milieu réducteur. Les premières expériences de laboratoire ont été réalisées en 1953 par Miller et Urey qui ont réussi la synthèse d'acides aminés à partir d'un mélange réducteur de gaz (H_2, CH_4, NH_3) soumis à des décharges électriques (voir fig. 15-1). Cette expérience ouvrit la voie à d'importantes et fructueuses recherches en laboratoire, qui toutes conclurent à la possibilité de synthétiser des molécules organiques complexes à partir de mélanges gazeux simples, grâce à l'apport énergétique de rayonnement ultraviolet ou de décharges électriques. Au début des années 1970, la découverte, par la radioastronomie et par l'exploration spatiale des planètes, d'un très grand nombre de molécules complexes dans des sites astrophysiques de

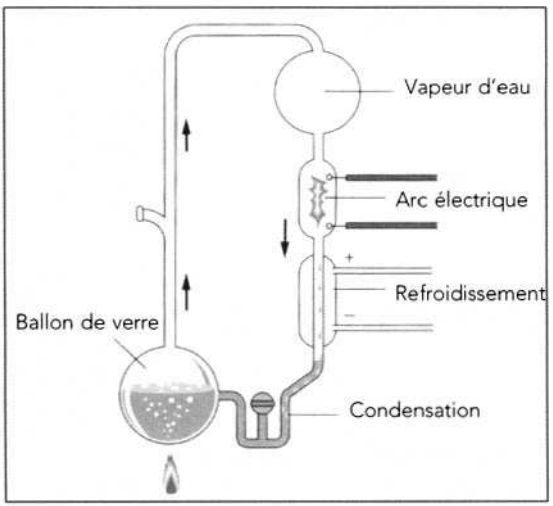


FIG. 15-1 – Schéma de l'expérience de Stanley Miller destinée à simuler l'évolution chimique prébiotique. Cette expérience, réalisée en 1953, a montré qu'il était possible de synthétiser des molécules prébiotiques à partir d'un mélange de H_2, CH_4, NH_3 et H_2O, en présence de décharges électriques. (D'après Ph. De la Cotardière, *Dictionnaire de l'Astronomie*, 1999.)

conditions de température et de pression très différentes (milieu interstellaire, enveloppes circumstellaires, surfaces et atmosphères planétaires) confirma l'idée que la synthèse de molécules complexes n'était pas un phénomène exceptionnel dans l'Univers ; une des dernières découvertes, en 1981, fut celle d'une demi-douzaine de molécules complexes, dites « prébiotiques », sur Titan (chapitre 9). Toutefois, le passage de cette chimie organique au vivant, ne serait-ce que sous une forme fossile, n'a été détecté nulle part ailleurs que sur Terre. Le problème des conditions permettant l'apparition de la vie reste entier.

15.1 Qu'est-ce que la vie ?

Avant d'entreprendre une discussion sur la vie extraterrestre, il convient de s'accorder sur la définition de ce qu'on appelle « le vivant ». Nous ne connaissons qu'un exemple de vivant, celui de la vie terrestre, à partir duquel il nous faut définir des critères représentatifs de la matière vivante. Les spécialistes s'accordent à sélectionner les critères suivants : 1) auto-reproduction ; 2) évolution et mutation ; 3) autorégulation face au milieu ambiant.

L'analyse de la matière vivante terrestre montre que tous les systèmes vivants utilisent les mêmes types de molécules, à commencer par les acides nucléiques et les protéines. La multiplication cellulaire s'effectue par les chromosomes, constitués d'acides nucléiques ; ces macromolécules contiennent, *via* l'acide désoxyri-

bonucléique (ADN), l'information génétique à transmettre. L'ADN est constituée d'une séquence de plusieurs milliers de nucléotides, utilisant seulement quatre « bases » (cytosine, guanine, thymine, adénine). Quant aux protéines, elles sont aussi constituées de « briques de bases » simples, les acides aminés ; une vingtaine seulement d'entre eux interviennent dans la composition des protéines ; la plus simple étant la glycine. Une particularité importante des acides aminés est qu'ils possèdent un atome de carbone asymétrique, et qu'ils peuvent donc exister sous deux configurations ; c'est ce que l'on appelle la chiralité. Or, il apparaît que, sur Terre, seule l'une des deux configurations (l'énantiomère-L) est utilisée par la matière vivante, mais l'origine de cette spécificité est à ce jour inconnue. Une fois comprise, la chiralité pourrait fournir un test possible de recherche de vie extraterrestre.

15.2 Les expériences de laboratoire

Le travail le plus important a porté sur la synthèse des acides aminés. La première expérience, réalisée par Miller et Urey en 1953, a permis la synthèse d'acides aminés à partir d'une atmosphère réductrice (H_2, CH_4, NH_3) simulant la Terre primitive, en présence d'une source énergétique et d'eau liquide. De nombreuses expériences comparables ont ensuite été menées avec différentes sources d'énergie (lumière solaire dans l'ultraviolet, décharges électriques, chaleur et rayonnement ionisant). Les expériences ont permis la synthèse directe de quatorze acides aminés. La première synthèse de l'adénine, l'une des bases de l'ADN, a été réalisée par Moro en 1963, à partir d'une solution concentrée de cyanure d'ammonium. Un peu plus tard, Ponnamperuma et ses collaborateurs en effectuèrent à leur tour la synthèse par irradiation d'un mélange de CH_4, NH_3, H_2O, avec production intermédiaire d'HCN. La guanine et la xanthine ont aussi été synthétisées par Oro. La synthèse des monosaccharides a présenté plus de difficulté. Gabel et Ponnamperuma ont montré que le formaldéhyde pouvait être à l'origine de la synthèse des sucres.

Cependant, les modèles actuels de formation de la Terre ne favorisent pas un milieu réducteur pour l'atmosphère primitive de la Terre, mais plutôt un milieu riche en CO_2 et en H_2O. La question de l'apparition de la vie sur la Terre reste donc entière. D'autres hypothèses ont été proposées : la vie terrestre aurait pu apparaître au fond des océans, à proximité des sources hydrothermales ; selon une autre théorie plus ancienne, la « panspermie », les molécules biologiques à l'origine de la vie terrestre seraient d'origine extraterrestre. Elles auraient été apportées sur la Terre par le bombardement météoritique et micrométéoritique, particulièrement important dans le premier milliard d'années de l'histoire du système solaire. Nous n'avons pas de traces de l'émergence de la vie sur Terre il y a 4 milliards d'années, car celles-ci, si elles ont existé, ont été effacées par la tectonique des plaques ainsi que l'érosion fluviale et éolienne. On sait cependant que la vie terrestre existait déjà il y a 3,5 milliards d'années, comme en témoignent les

stromatolites les plus anciens (ces structures géologiques formées de calcaire résultent de l'activité des micro-organismes sous-marins).

15.3 La recherche de la vie dans le système solaire

L'analyse des stromatolites montre que la vie est apparue très tôt dans l'histoire de la Terre. Sur la base de ce témoignage, on a entrepris de rechercher les traces de processus prébiotiques dans des sites exempts de contamination : la Lune, les météorites, Mars...

Par ailleurs, il semble acquis, d'après les expériences de laboratoire, que la cinétique des réactions est très sensiblement accélérée dès lors que les molécules sont libres de diffuser dans de l'eau liquide. Bien que l'on ne puisse pas affirmer qu'elle soit indispensable, la présence d'eau liquide apparaît donc comme un facteur très favorable au développement de la vie. Dans la recherche d'une vie extraterrestre, on accordera donc un intérêt particulier aux sites susceptibles d'en abriter ou d'en avoir abrité dans le passé : c'est le cas de Mars et du satellite galiléen Europe.

15.3.1 Analyse des échantillons lunaires

Les échantillons lunaires provenant des missions APOLLO ont été analysés en laboratoire dans le but d'y déceler des traces de molécules organiques complexes. On a découvert tout d'abord que la concentration en carbone des grains du régolite était étonnamment élevée, et qu'elle provenait de l'implantation des ions du vent solaire (qui frappe de plein fouet la surface de la Lune). Toutefois, ce carbone réside essentiellement sous la forme de petits composés (CO_2 étant vraisemblablement majoritaire), synthétisés par suite de l'irradiation des grains. Des limites de concentration de l'ordre de 10^{-9} ont été obtenues pour tous les constituants plus complexes recherchés (acides gras, acides aminés, sucres, bases d'acides nucléiques). Ces expériences démontrèrent ainsi que la synthèse de molécules organiques simples est un processus courant, qui se déroule même dans des conditions très hostiles (flux ultraviolet solaire intense), mais qu'elle n'est pas nécessairement suivie de la croissance de macromolécules.

15.3.2 Les météorites, les micro-météorites et les comètes

La recherche de molécules organiques dans les météorites date de plus d'un siècle. Les analyses faites en laboratoire ont montré que les chondrites carbonées contiennent des molécules organiques complexes, en particulier, des acides aminés et des nucléotides, mais pas de micro-organismes. Un excès d'énantiomères-L (la seule espèce symétrique que l'on trouve dans la matière vivante) semble avoir été détecté dans les acides aminés de la météorite Murchinson.

Les comètes, qui sont formées de glaces condensées à partir du matériau protosolaire, présentent d'évidentes analogies avec le matériau interstellaire (voir chapitre 11). L'analyse des gaz et des grains de la comète de Halley, lors de son apparition de 1986, a mis en évidence une forte proportion d'éléments légers, dont le carbone. La liste des molécules détectées plus récemment dans les comètes Hyakutake et Hale-Bopp contient de nombreuses molécules complexes carbonées et azotées ; toutes ont été également observées dans le milieu interstellaire.

15.3.3 Mars

Nous avons discuté (voir section 6.5) les expériences réalisées lors des missions *Viking* en 1976. Les analyses des échantillons de sol prélevés dans les deux sites, très distants l'un de l'autre, n'ont mis en évidence que de très faibles concentrations en carbone, et n'ont révélé aucune trace d'activité biologique, actuelle ou passée. Cependant, on ne peut pas conclure définitivement à l'absence de vie sur Mars sur la seule base de ces deux expériences. En effet, la pénétration du rayonnement ultraviolet solaire jusqu'à la surface a nécessairement pour effet la destruction de toute molécule organique complexe. Les sites susceptibles d'abriter des traces de vie ou de vie fossile se trouvent donc sans doute dans des régions non exposées au rayonnement solaire direct, voire sous la surface.

Nous avons vu que l'un des problèmes majeurs, non encore résolu, concernant la planète Mars, a trait à l'éventuelle existence d'eau dans l'histoire passée de la planète (voir section 6.5). Suite aux observations de *Viking* et de *Mars Global Surveyor*, il existe aujourd'hui un faisceau d'indices qui semblent attester la présence passée d'eau liquide en surface, sans toutefois qu'il s'agisse d'une preuve absolue (voir fig. 15-2). Cela suppose que la pression partielle de vapeur d'eau ait été considérablement supérieure à ce qu'elle est aujourd'hui, même en tenant compte de l'eau contenue dans les calottes polaires. On s'attend alors à retrouver cette eau, piégée dans de la glace souterraine, sous la forme d'épaisses couches de permafrost ; elle a été récemment mise en évidence sous les pôles par la sonde *Mars Odyssey*.

En 1996, une équipe de chercheurs a annoncé la découverte d'indices en faveur d'une vie fossile dans une météorite d'origine martienne, ALH84001 : présence d'hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAH), de globules carbonatés, et surtout de structures s'apparentant à des nanobactéries. Cependant, cette interprétation est aujourd'hui remise en question, et les phénomènes observés semblent pouvoir s'interpréter dans un contexte non biologique. La recherche d'une vie passée sur Mars reste toutefois l'enjeu majeur de l'exploration future de la planète.

15.3.4 Les planètes géantes

L'atmosphère réductrice des planètes géantes, composée d'hydrogène, d'hélium, de méthane et d'ammoniac, semble particulièrement propice à la synthèse de

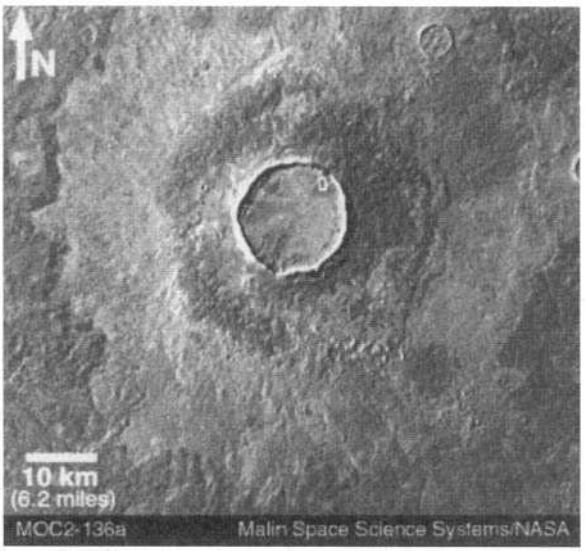


FIG. 15-2 – Image d'un cratère d'impact à éjecta lobé sur le sol de Mars. On pense que la forme de ces éjecta indique la présence d'éléments volatils, comme l'eau liquide ou la glace, dans le sous-sol martien au moment de l'impact. (Image MOC NASA/JPL/MSSS.)

molécules complexes. De fait, de nombreuses molécules hydrocarbonées y ont été détectées (voir chapitre 8). La synthèse de molécules plus complexes n'est pas impossible, et celles-ci pourraient être à l'origine de la couleur rouge orangé de certaines structures nuageuses de Jupiter, qui demeure inexpliquée. Se pose toutefois la question de la stabilité de ces éventuelles macromolécules : si celles-ci sont entraînées par gravité dans les couches profondes, elles sont inévitablement détruites en raison de la température et de la pression élevées.

15.3.5 Europe

L'exploration spatiale d'Europe, le second satellite galiléen par ordre de distance à Jupiter, a mis en évidence des caractéristiques inattendues qui le rendent unique dans le système solaire (voir section 10.1.1). Les images prises par *Voyager* et *Galileo*, couplées aux données de gravimétrie et de spectroscopie, ont permis de définir dans ses grandes lignes la structure interne d'Europe : une couche de glace d'eau, surmontant un milieu plus ou moins fluide, peut-être constitué d'un océan d'eau liquide, lui-même entourant un intérieur de roches et d'éléments lourds. C'est l'énergie provenant des forces de marée, liées à la proximité de Jupiter, qui maintiendrait l'eau sous forme liquide. La découverte par le magnétomètre de Galileo d'un champ magnétique induit plaide aussi en faveur de l'existence d'un milieu fluide sous la surface d'Europe (fig. 15-3).

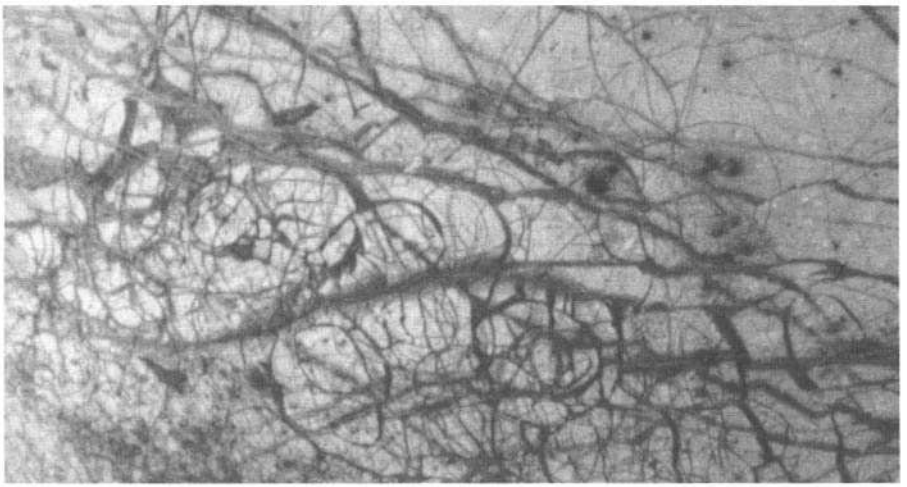


FIG. 15-3 – La surface du satellite Europe, observée par la caméra du satellite *Galileo*, montre un réseau très dense de failles et de collines qui témoignent d'une activité intense et récente. Les fractures pourraient indiquer la présence d'un élément liquide ou visqueux sous la croûte de glace. La surface couverte par l'image est 140 × 130 km. (NASA.)

La vie aurait-elle pu se développer dans un océan souterrain d'Europe, par le biais de sources hydrothermales comparables à celles que l'on trouve dans les fosses marines terrestres ? Il n'est pas possible aujourd'hui de répondre à cette question, mais on ne peut écarter *a priori* cette hypothèse. Il sera néanmoins extrêmement difficile de la tester, car nous ignorons encore l'épaisseur de la couche de glace qui surmonte l'océan liquide, à supposer que celui-ci existe réellement.

15.3.6 Titan

L'observation depuis le sol d'une atmosphère contenant du méthane autour de Titan le fit considérer comme un des derniers sites possibles pour l'existence d'éventuels composés organiques complexes. En particulier, certains auteurs avaient suggéré qu'il pourrait y exister un effet de serre autorisant la stabilité d'eau liquide. C'est ce qui justifia que la sonde *Voyager 1* eût une orbite lui permettant de réaliser un survol à très basse altitude (4 000 km), afin de permettre une analyse de la surface à très haute résolution spatiale.

En fait, l'atmosphère de Titan (voir chapitre 9) s'est révélée opaque, constituée majoritairement d'azote moléculaire, avec une grande concentration d'aérosols empêchant l'observation directe du sol. En revanche, les analyses spectroscopiques ont mis en évidence une chimie organique complexe, certains des composés détectés, hydrocarbures et nitriles, appartenant à une chaîne « prébiotique ».

Un océan partiel, constitué d'éthane, de méthane et d'azote, pourrait recouvrir au moins en partie la surface de Titan. Des observations infrarouges plus récentes semblent aussi indiquer la présence de glace d'eau à la surface. Si la présence d'une surface (et éventuellement d'un océan) constitue un élément favorable aux développements ultérieurs, la basse température est en revanche un handicap qui doit avoir pour effet de ralentir considérablement toutes les réactions chimiques.

15.4 Les possibilités de vie dans l'Univers

Nous venons de voir que l'existence d'une forme actuelle de vie dans le système solaire, en dehors de la Terre, paraissait très peu probable. Mais qu'en est-il dans l'Univers ? À cette question fondamentale les astronomes ne sont pas encore en mesure d'apporter de réponse définitive, et ce pour la raison suivante : nous n'avons actuellement aucune idée de la probabilité selon laquelle la vie peut apparaître à partir de molécules prébiotiques. Il manque ici un chaînon que n'ont pu fournir ni les expériences de laboratoire ni les observations astronomiques. Tout ce que les astronomes peuvent affirmer, c'est qu'il n'y a aucune raison actuellement connue pour que l'apparition de la vie se soit limitée à la Terre. Cette affirmation repose simplement sur la constatation que le Soleil n'est qu'une étoile tout à fait quelconque, et qu'il existe environ cent milliards d'étoiles dans notre seule Galaxie.

Une autre leçon nous est fournie par l'étude du milieu interstellaire. Les molécules organiques complexes y sont détectées en nombre toujours plus grand (on en répertorie actuellement plus d'une centaine, voir tableau 2-1), ce qui montre que la chimie organique est universelle. Cette chimie complexe opère dans les phases gazeuse et solide des nuages interstellaires, et a dû intervenir également dans le nuage protosolaire qui a donné ensuite naissance au système solaire.

15.4.1 Quelle est la probabilité de la vie dans l'Univers ?

Quelle est la probabilité pour qu'une planète extérieure à notre système solaire abrite la vie ? Depuis la découverte d'exoplanètes en nombre toujours croissant (voir chapitre 14), la question est plus que jamais d'actualité. À défaut de résoudre le problème, on peut au moins tenter de le formuler ; c'est ce qu'ont fait Drake et Sagan dans les années 1970. Soit N le nombre de planètes abritant la vie dans l'Univers ; on peut écrire :

$$N = N' \cdot f \cdot n \cdot f' \qquad (15.1)$$

Dans cette équation, qui porte le nom d'équation de Drake, N' est le nombre d'étoiles dont le type spectral est proche de celui du Soleil, f est la fraction de ces étoiles possédant un système stellaire, n est le nombre de planètes par étoile offrant un environnement favorable à la vie, et f' la fraction de ces planètes dans lesquelles la vie s'est effectivement développée. Nous n'avons actuellement aucune idée des valeurs que peuvent prendre n et f'. En revanche, l'astronomie stellaire

nous apprend que N′ doit être de l'ordre de 10^9 ou 10^{10} dans notre Galaxie. De plus, on peut espérer que, dans quelques années, la découverte d'un grand nombre de systèmes planétaires extérieurs, dans un échantillon stellaire significativement représentatif, permettra d'estimer la valeur de f.

15.4.2 À la recherche d'une vie extraterrestre

Poussant plus loin son idée, Drake s'est interrogé sur les chances pour les habitants de la Terre de détecter la présence d'une éventuelle civilisation extraterrestre. Pour cela, il a introduit dans son équation (15.1) deux facteurs multiplicatifs, f_1 et f_2 ; f_1 est la fraction des planètes qui ont évolué vers une civilisation « intelligente » ; f_2 est la fraction de la durée de vie de la planète au cours de laquelle le degré technologique atteint a pu permettre une forme de communication. Cette fois encore, nous ne possédons pas d'estimation de f_1 et f_2. Toutefois, le problème a paru suffisamment important à un certain nombre de scientifiques pour qu'ils lui consacrent un programme de recherche systématique.

L'idée en est la suivante. Vu la distance des éventuelles civilisations extraterrestres, la communication ne peut se faire que par ondes (n'oublions pas que la lumière met déjà plusieurs années pour nous parvenir des étoiles les plus proches). On a donc cherché à détecter des émissions non dirigées, émises par d'éventuelles exoplanètes situées dans notre Galaxie. Le domaine spectral choisi est le domaine radio, car c'est celui qui fournit le rayon d'action le plus grand pour une source de puissance donnée ; c'est aussi un domaine spectral dans lequel une atmosphère de type terrestre est transparente. Il restait à choisir une longueur d'onde particulière : c'est celle de la transition hyperfine de l'hydrogène neutre (présent dans tous les nuages moléculaires), à 21 cm, qui a été retenue. C'est ainsi que le programme SETI (Search for Extra Terrestrial Intelligence) a été lancé par Drake en 1960. Depuis, de nombreuses expériences similaires ont pris la relève et ont surveillé les émissions radio de sources galactiques, dans l'espoir de détecter un signal « exceptionnel ». Jusqu'à présent, aucun résultat réellement décisif n'a encore été obtenu. Parallèlement à cet effort, des messages ont été envoyés depuis la Terre, embarqués par les sondes *Pioneer 10* et *11* et les sondes *Voyager*, qui s'éloignent vers l'extérieur du système solaire ; le radio-télescope d'Arecibo a envoyé un message radio en direction de Messier 31. Ces initiatives, même si elles ne sont pas vouées au succès, illustrent l'actualité et l'importance du débat sur les possibilités de vie extraterrestre, dans l'opinion publique comme dans la communauté scientifique.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Bibliographie

Chapitre 1

COLE, G. H. A., et WOOLFSON, M. M., *Planetary Science*, The Science of Planets Around Stars, Institute of Physics Publishing, 2002.

ENCRENAZ, Th., *Atmosphères planétaires, origine et évolution*, Belin/CNRS Éditions, 2000.

Encyclopédie scientifique de l'Univers : les étoiles, le système solaire, Bureau des Longitudes, Gauthier-Villard, 1986.

LANG, K. R., et WHITNEY, Ch. A., *Vagabonds de l'Espace*, Springer-Verlag, 1991.

LÉNA, P. (dir.), *Les Sciences du ciel*, Flammarion, 1996.

LEWIS, J. S., *Physics and Chemistry of the Solar System*, Academic Press, 1995.

MORRISSON, D., et OWEN, T., *The Planetary System*, Addison-Wesley Publishing Company, 1996.

O'LEARY, B., BEATTY, J. K., CHAIKIN A. (Éd.), *The New Solar System*, Cambridge University Press, Sky Publishing Corporation, 1999.

PATER DE, I., et LISSAUER, J., *Planetary Sciences*, Cambridge University Press, 2001.

PETITBON, L., *Les Éclipses du Soleil*, Flammarion, coll. « Dominos », 1999.

SHIRLEY, J. H., et W. FAIRBRIDGE, R., *Encyclopedia of Planetary Sciences*, Chapman & Hall, 1997.

WEISSMAN, P. R., MC FADDEN, L.-A., JOHNSON T. V. (Éd.) , *Encyclopedia of the Solar System*, Academic Press, 1999.

WILLIAMS, I. P., et THOMAS, N. (Éd.), *Solar and Extrasolar Planetary Systems*, Springer-Verlag, 2001.

Chapitre 2

AUDOUZE, J., et ISRAËL, G., *Grand Atlas de l'Astronomie*, Encyclopedia Universalis, 1993.

COTARDIÈRE DE LA, Ph., *Le Grand Livre du ciel* (dir.), Bordas, 1999 *Dictionnaire de l'Astronomie*, Encyclopedia Universalis, Albin Michel, 1999.

Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics, Institute of Physics Publishing & Nature Publishing, 2001.

SEGUIN, M., et VILLENEUVE, B., *Astronomie et Astrophysique*, Éditions du Renouveau Pédagogique, 1995.

Chapitre 3

CELNIKIER, L. M., *Basics of Cosmic Structures*, Éditions Frontières, 1989.

CHANDRASEKHAR, S., *Radiative Transfer*, Dover Publications, 1960.

GOODY, R. M., *Atmospheric Radiation*, Clarendon Press, 1964.

GOODY, R. M., *Principles of Atmospheric Physics and Chemistry*, Oxford University Press, 1995.

HOUGHTON, J. T., *The Physics of Atmospheres*, Cambridge University Press, 1986.

LÉNA, P., *Astrophysique : méthodes physiques de l'observation*, CNRS Éditions, 1996.

SALBY, M. L., *Fundamentals of Atmospheric Physics*, Academic Press, 1996.

Chapitre 4

ATREYA, S. K., POLLACK, P. B., et MATTHEWS, M. S. (Éd.), *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, University of Arizona Press, 1989.

BENZ, W., KALLENBACH, R., et LUGMAIR, G. W. (Éd.), *From Dust To Terrestrial Planets*, Kluwer, 2000.

LEVY, E., et LUNINE, J. (Éd.), *Protostars and Planets III*, University of Arizona Press, 1993.

PETERSON, I., *Le Chaos dans le système solaire*, Belin, 1995.

SCHMOLUCHOWSKI, R., BAHCALL, J. N., MATTHEWS, M. S. (Éd.), *The Galaxy and the Solar System*, University of Arizona Press, 1986.

TAYLOR, S. R., *Solar System Evolution, A New Perspective*, Cambridge University Press, 1992.

Chapitre 5

CAROVILLANO, R. L., et FORBES, J. M., *Solar-Terrestrial Physics*, D. Reidel Publishing Company, 1983.

GIRAUD, A., et PETIT, M., « Ionospheric Techniques and Phenomena », *Geophysics and Astrophysics Monographs*, D. Reidel Publishing Company, 1978.

KENNEL, C. F., LANZEROTTI, L. J., PARKER E. N., (Éd.), *Solar System Physics*, North-Holland, 1979.

LANG, K. S., *Le Soleil et ses relations avec la Terre*, Springer-Verlag, 1997.

« Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas », *Geophysical Monograph 30* (American Geophysical Union Publications), 1984.

NESME-RIBES, E., et THUILLIER, G., *Histoire solaire et climatique*, Belin, 2000.

Chapitre 6

BOUGHER, S. W., HUNTEN, D. M., PHILLIPS, R. J., *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar-Wind Environment*, University of Arizona Press, 1997.

CHAHINE, M. T., A'HEARN, M. F., RAHE, J., *Comparative Planetology With an Earth's Perspective*, Kluwer, 1995.

COSTARD, F., *La Planète Mars*, Presses Universitaires de France, coll. « Que sais-je ? », 2000.

HUNTEN, D. M., COLIN, L., DONAHUE, T. M., MOROZ, V. I. (Éd.), *Venus*, University of Arizona Press, 1983.

JOUSSAUME, S., *Climats, d'hier à demain*, CEA/CNRS Éditions, 1993.

KALLENBACH, R., GEISS, J., et HARTMANN, W. K. (Éd.), *Chronology and Evolution of Mars*, Kluwer, 2001.

KIEFFER, H. H., JAKOSKY, B. M., SNYDER, C. W., *Mars*, University of Arizona Press, 1992.

KRASNOPOLSKY, V. A., *Photochemistry of the Atmospheres of Mars and Venus*, Springer-Verlag, 1986.

LUNINE, J., *Earth : Evolution of a Habitable World*, Cambridge University Press, 1999.

RASOOL, S. I., *Système Terre*, Flammarion, coll. « Dominos », 1993.

ROCARD, F., *Planète Mars*, Flammarion, coll. « Dominos », 2001.

ROGERS, J. J. W., *A history of Earth*, Cambridge University Press, 1993.

Chapitre 7

BENDJOYA, Ph., *Collisions dans le système solaire*, Belin, 1998.

BINZEL, R., GEHRELS, T., SHAPLEY M. (Éd.), *Asteroids II*, University of Arizona Press, 1989.

BOTTKE, W. F., CELLINO, A., PAOLICCHI, P., BINZEL, R. P., *Asteroids III*, University of Arizona Press, 2002.

KOWAL, C.T., *Asteroids : Their Nature and Utilization*, Wiley, 1996.

GEHRELS, T. (Éd.), *Asteroids*, University of Arizona Press, 1979.

LEVASSEUR-REGOURD, A.-C., *Les Comètes et les Astéroïdes*, Éditions du Seuil, 1997.

Chapitre 8

BERGSTRAHL, J. T., MINER, E. D., MATTHEWS, M. S. (Éd.), *Uranus*, University of Arizona Press, 1991.

CRUIKSHANK, D. (Éd.), *Neptune and Triton*, University of Arizona Press, 1995.

DESSLER, A.J. (Éd.), *Physics of the Jovian Magnestophere*, Cambridge University Press, 1983.

ENCRENAZ, Th., *Les Planètes géantes*, Belin, 1996.

GEHRELS, T. (Éd.), *Jupiter*, University of Arizona Press, 1976.

GEHRELS, T., et MATTHEWS, M. S. (Éd.), *Saturn*, University of Arizona Press, 1984.

HARLAND, D. M., *Jupiter Odyssey, the Story of NASA's Galileo Mission*, Springer & Praxis Publishing, 2000.

NOLL, K. S., WEAVER, H. A., FELDMAN, P. D., *The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 With Jupiter*, Cambridge University Press, 1996.

ROGERS, J. H. *The Giant Planet Jupiter*, Cambridge University Press, 1995.

SPENCER, J. R., et MITTON, J., *The Great Comet Crash*, Cambridge University Press, 1995.

Chapitre 9

COUSTENIS, A., et TAYLOR, F. W., « Titan, the Earth-Like Moon », *World Scientific*, 1999.

GEHRELS, T., *et al.* (Éd.), *Saturn*, University of Arizona Press, 1984.

Chapitre 10

BURNS, J. A. (Éd.), *Planetary Satellites*, University of Arizona Press, 1977.

BURNS, J. A., et Matthews, M. S. (Éd.), *Satellites*, University of Arizona Press, 1984.

GREENBERG, R., et BRAHIC, A. (Éd.), *Planetary Rings*, University of Arizona Press, 1984.

MORRISSON, D. (Éd.), *Satellites of Jupiter*, University of Arizona Press, 1981.

STERN, S. A., et THOLEN, D. J., (Éd.), *Pluto and Charon*, University of Arizona Press, 1997.

Chapitre 11

ALTWEGG, K., EHRENFREUND, P., GEISS, J., et HUEBNER, W. (Éd.), *Composition and Origin of Cometary Materials*, Kluwer, 1999.

BRAHIC, A., *Les Comètes*, Presses Universitaires de France, coll. « Que sais-je ? », 1993.

CROVISIER, J., et ENCRENAZ, Th., *Les Comètes*, Belin/CNRS Éditions, 1995.

GREWING, M., PRADERIE, F., REINHARDT, R. (Éd.), *Exploration of Halley's Comet*, Springer-Verlag, 1987.

NEWBURN, R. L., NEUGEBAUER, M., RAHE, J. (Éd.), *Comets in the Post-Halley Era*, Kluwer, 1991.

WILKENING, L. (Éd.), *Comets*, University of Arizona Press, 1982.

Chapitre 12

DAVIES, J., *Beyond Pluto*, Cambridge University Press, 2001.

Chapitre 13

FRANKEL, Ch., *La Mort des dinosaures : l'hypothèse cosmique*, Masson, 1996.

GEHRELS, T. (Éd.), *Hazards Due to Comets and Asteroids*, University of Arizona Press, 1994.

KERRIDGE, J. F., et MATTHEWS, M. S. (Éd.), *Meteorites and the Early Solar System*, University of Arizona Press, 1988.

LEVASSEUR-REGOURD, A.-C., et HASEGAWA, H. (Éd.), *Origin and Evolution of Interplanetary Dust*, Kluwer, 1991.

Les Météorites et leurs impacts, Éditions Armand Colin, 1993.

ZANDA, B., ROTARU, M., et COTARDIÈRE DE LA, Ph. (Éd.), *Les Météorites*, Bordas, 1996.

Chapitre 14

BOSS, A., *Looking for Earths*, Wiley, 1998.

CLARK, S., *Extrasolar Planets*, Wiley & Praxis, 1998.

CROSWELL, K., *Planet Quest*, 1997.

GRIFFITH, C. A., et MARLEY, M. S. (Éd.), *From Giant Planets to Cool Stars*, ASP Conference Series, 2000.

MAYOR, M., et FREI, P.-Y., *Les Nouveaux Mondes du Cosmos*, Éditions du Seuil, 2001.

Chapitre 15

AUSICH, W. I., et LANE, N. G., *Life of the Past*, Prentice Hall (4e éd.), 1999.

FRANKEL, Ch., *La Vie sur Mars*, Éditions du Seuil, 1999.

GOLDSMITH, D., *The Hunt for Life on Mars*, Dutton, 1997.

JAKOSKY, B., *The Search for Life on Other Planets*, Cambridge University Press, 1998.

HORNECK, G., et BAUMSTARK-KHAN, C. (Éd.), *Astrobiology, The Quest for the Conditions of Life*, Springer-Verlag, 2002.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

Index

A

Ablation, 470
Abondance (des éléments chimiques), 312
Achondrite, 472
Acides aminés, 511
Accrétion, 83
Adrastée, 3
Aérosol, 210
Albédo, 26
Allende, 480
Amalthée, 3
Amor, 276
Ananké, 3
Anneau, 32
Année-lumière, 45
Anomalie isotopique, 479
Anomalie magnétique, 225
Antiqueue, 445
Aphélie, 8
Aphrodite Terra, 203
Apollo (missions), 236
Apollo-Amor, 276
Argument (du périhélie), 10
Argyre Planitia, 249
Ariel, 5
Aristarque de Samos, 82
Aristote, 82
Asaph Hall, 269
Asténosphère, 217
Astéroïdes, 33
Aten, 276
Atlas, 5
Atmosphère, 28
Aubrite, 472
Aurore polaire, 233

B

Bande, 303
Barbier-Eddington (approximation de), 68
Beta Regio, 203
Biela, 433
Big Bang, 50
Boltzmann (constante de), 24
Bond (albédo de), 25
Borrelly (comète), 419
Braille, 286
Breccia, 471
Brèche, 471
Brise solaire, 109

C

Callisto, 3
Caloris (bassin), 195
Calotte polaire, 249
Canaux (martiens), 247
Cassini (division de), 411
Cassini (mission), 363
Carme, 3
Ceinture astéroïdale principale, 274
Ceintures de radiations (de Van Allen), 233
Centaures, 277
Cerès, 274
Champ magnétique (planétaire), 31
Charon, 6
Chicxulub, 465

Chiron, 277
Chondre, 471
Chondrite, 472
Chryse Planitia, 247
Clathrate, 373
Clementine, 235
Coefficient de diffusion turbulente, 324
Coma, 435
Comète, 35
Conjonction, 21
Continent (lunaire), 235
Copernic, 82
Copernic (cratère lunaire), 235
Corps parent, 463
Couche dynamo, 145
Couronne solaire, 108
Cratère, 235
Croûte, 216
Cryosphère, 207
Cyclotron (émission), 339

D

Datation, 477
Deimos, 3
Dérive des continents, 218
Différenciation minéralogique, 464
Diffusion ambipolaire, 141
Diogénite, 472
Dioné, 4
Disque protoplanétaire, 54
Dorsale, 219
Droite de fractionnement, 476
Droite de mélange, 480
Dynamo, 225

E

Echelle de hauteur, 31
Eclipse, 21
Ecliptique, 2
Edgeworth-Kuiper (ceinture), 454
Effet de serre, 211
Elara, 3
Eléments orbitaux, 10
Encelade, 4
Epithémée, 4
Equilibre diffusif, 142
Equilibre photochimique, 142
Equilibre thermodynamique local, 65
Equinoxe, 10
Eros, 286
Essaim, 469
Etoile filante, 463
Eucrite, 472
Europe, 3
Excentricité, 10
Exoplanète, 485
Expansion coronale, 108

F

Faille, 222
Feldspath, 282
Feuillet de plasma, 170
Figure de Widmanstatten, 471
Forstérite, 446
Fosse, 219

G

Galilée, 82
Galileo (mission), 294
Ganymède, 3
Gaspra, 286
Gegenschein, 463
Giacobini-Zinner, 450
Giotto, 430
Graine, 217
Grande Tache Rouge, 303

H

Hadley (cellule de), 211
Hale-Bopp (comète), 419
Hall, 271
Halley (comète de), 419
Haser (modèle de), 441
Héliosphère, 112
Hellas Planitia, 249
Hertzprung-Russell (diagramme de), 51
Hétérosphère, 30
Hexaédrite, 471
Hidalgo, 275

Hildas, 275
Himalia, 3
Homosphère, 30
Howardite, 472
Huygens (sonde), 363
Hyakutake (comète), 419
Hypérion, 4

I

ICE (International Cometary Explorer), 450
Ida, 287
Ikeya-Seki, 446
Ilménite, 194
Inclinaison, 10
Io, 3
Io (tore de), 390
Ionosphère, 107
Isostasie, 218
Isthar Terra, 203
Ithaca Chasma, 395

J

Japet, 4
Junon, 34
Jupiter, 2

K

Kamacite, 471
Kepler (lois de), 8
Kirchhoff (loi de), 65
Kirkwood (lacunes de), 274
Kuiper (ceinture de), 36

L

Lacunes de Kirkwood, 274
Lagrange (points de), 19
Lambert (loi de), 66
Lame neutre, 452
Léda, 3
Léonides, 39
Libration, 245
Ligne de Neumann, 471
Limite de Roche, 16
Lithosidérite, 471
Lithosphère, 195
Luna (missions), 236
Lunar Prospector, 235
Lune, 3
Lysithée, 3

M

Magellan (mission), 201
Magma, 217
Magnétogaine, 147
Magnétosphère, 155
Magnétopause, 155
Magnitude, 427
Manteau, 216
Mare Imbrium, 237
Mare Serenitatis, 237
Mare Tranquillitatis, 237
Marée (effet de), 12
Marées (théorie des), 83
Mariner (missions), 247
Mariner 9 (mission), 254
Mariner 10 (mission), 191
Mars, 2
Mars (missions), 247
Mars-96 (mission), 248
Mars Climate Orbiter (mission), 248
Mars Express (mission), 248
Mars Global Surveyor (mission), 248
Mars Orbiter Mission, 248
Mars Pathfinder (mission), 248
Mars Sample Return (mission), 248
Masursky, 286
Mathilde, 286
Mer (lunaire), 235
Mercure, 2
Mésopause, 30
Mésosphère, 125
Mésosidérite, 471
Météore, 37
Météorite, 469
Météorites martiennes, 474
Métis, 3
Micrométéorite, 470
Milieu interplanétaire, 2

Mimas, 4
Minimum de Maunder, 232
Miranda, 5
Moho, 216
Molécules interstellaires, 56
Mont Maxwell, 203
Montmorillonite, 254
Mont Olympe, 249

N

NEA (Near-Earth-Asteroid), 276
NEAR (mission), 286
Nébuleuse primitive, 84
Neptune, 2
Néréide, 6
Nœuds (ligne des), 10
Noyau (terrestre), 216
Noyau cométaire, 431
Nuage de Oort, 422
Nuage zodiacal, 463
Nucléosynthèse primordiale, 50
Nucléosynthèse stellaire, 52

O

Obéron, 5
Obliquité, 214
Occultation, 71
Oceanus Procellanum, 237
Octaédrites, 471
Olivine, 282
Onde de choc, 147
Onde de pression, 216
Oort (nuage de), 422
Opposition, 21
Optique adaptative, 61
Orage magnétique, 233
Orbite, 10
Orionides, 39
Orogénèse, 220
Ovale blanc, 309
Ovale auroral, 163

P

Pallas, 274
Pallasite, 471
Pangée, 219
Panthalassa, 219
Parallaxe, 62
Parsec, 45
Pasiphae, 3
Pergélisol, 253
Périhélie, 8
Permafrost, 253
Phases de Vénus, 198
Phobos, 3
Phobos (mission), 248
Phoebe, 4
Photodissociation, 324
Pioneer (missions), 294
Pioneer Venus (mission), 207
Planck (loi de), 24
Planète, 27
Planète extrasolaire, 485
Planète géante, 293
Planète tellurique, 189
Planète troyenne, 277
Planétésimaux, 84
Planétoïde, 84
Planétologie, xv
Plaque, 219
Plasmapause, 170
Plasmasphère, 170
Plume, 309
Plutinos, 455
Pluton, 2
Point vernal, 10
Points de Lagrange, 19
Poussières interplanétaires, 37
Poynting-Robertson (effet), 408
Précession, 10
Pression de radiation, 408
Pyroxène, 282

Q

Quaoar, 38
Queue d'accrétion, 195
Queue cométaire, 428
Queue géomagnétique, 227

R

Radiant, 468
Raie (lunaire), 235
Rayleigh (diffusion), 67
Rayonnement cosmique, 107
Rayonnement cosmologique, 51
Régolite, 236
Résonance, 11
Révolution (période de), 9
Rhéa, 4
Roche (limite de), 16

S

Saros, 21
Satellites, 31
Satellites galiléens, 381
Saturne, 2
SETI (Search For Extra Terrestrial Intelligence), 517
Shoemaker-Levy 9 (comète), 423
Sinope, 3
Sismographie, 216
SNC (météorites), 474
Stefan (constante de), 24
Stickney, 271
Stratopause, 30
Stratosphère, 30
Strie, 271
Super-rotation, 201
Sursaut, 353
Synchrone, 444
Synchrotron (émission), 340
Syndyne, 444

T

T-Tauri (phase), 55
Taurides, 39
Tectonique des plaques, 218
Température de brillance, 67
Température effective, 26
Terre, 2
Tharsis, 249
Thébé, 3
Thermosphère, 207
Thétys, 4
Titan, 4
Titania, 5
Titius-Bode (loi de), 11
Tore de Io, 390
Trans-Neptuniens, 36
Triton, 6
Tropopause, 30
Troposphère, 30
Troux coronaux, 109
Troyens (astéroïdes), 277
Turbopause, 127
Tycho (cratère lunaire), 235

U

Ulysse (mission), 116
Umbriel, 5
Unité astronomique, 1
Uranus, 2
Utopia Planitia, 247

V

Valhalla, 382
Valles Marineris, 252
Van Allen (ceintures de), 233
Varuna, 38
Vega (mission), 430'
Venera (missions), 201
Vent polaire, 170
Vent solaire, 39
Vénus, 2
Vernal (point), 10
Vesta, 274
Viking (mission), 247
Vitesse d'échappement, 28
Voyager (missions), 294

W

West (comète), 438

Z

Zodiacal (nuage), 463
Zone, 303
Zone de subduction, 219

Achevé d'imprimer sur les presses de l'Imprimerie BARNÉOUD
B.P. 44 - 53960 BONCHAMP-LÈS-LAVAL
Dépôt légal : mai 2003 - N° d'imprimeur : 14030
Imprimé en France