



INTRODUCTION A L'ASTROPHYSIQUE

Frédéric Courbin
Georges Meylan

Laboratoire d'astrophysique
École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)
Observatoire
CH-1290 Versoix

Semestre de printemps

Table des matières

1	Notre perception de l'Univers à travers les âges	7
1.1	Antiquité : la terre au centre du monde	7
1.2	Vision moderne du monde : du "big-bang" à nos jours	8
1.2.1	Echelles de temps : une brève histoire de l'Univers	8
1.2.2	Echelles d'espace et de masses	10
1.3	Compléments vus en cours	16
2	Gravitation et mouvements	17
2.1	Lois de Kepler	17
2.2	Le théorème du viriel	19
2.3	Systèmes autogravitants	21
2.3.1	Longueur et masse de Jeans d'un système autogravitant	21
2.3.2	Temps caractéristique : temps de chute libre	23
2.4	Limite de Roche	23
2.5	Trous noirs et rayon de Schwarzschild	25
2.6	L'accrétion et la limite d'Eddington	26
3	Rayonnement et matière	27
3.1	Définitions et unités	27
3.1.1	Éléments de transfert radiatif	28
3.1.2	Emission, absorption, profondeur optique	29
3.2	L'échelle des magnitudes	30
3.2.1	Origine et définition	30
3.2.2	Magnitudes apparentes et absolues	31
3.2.3	Module de distance	32
3.2.4	Magnitudes bolométriques	32
3.3	Processus de rayonnement	33
3.3.1	Équilibre thermodynamique et corps noir	33
3.4	Effet Doppler-Fizeau	36
3.5	Focalisation relativiste	37
3.6	Compléments vus au cours	40
4	Mouvements de la Terre et systèmes de coordonnées	41
4.1	Systèmes de coordonnées en astrophysique	41
4.1.1	Un repère lié à l'observateur	41
4.1.2	Un repère lié à la voûte céleste : les coordonnées équatoriales	43
4.2	Les mouvements de la Terre et ses conséquences	44
4.2.1	Les saisons, solstices et équinoxes	44
4.2.2	Précession et nutation	46
4.2.3	Marées et déformation de la Terre	46
4.2.4	Eloignement de la Lune et rotation synchrone	49
4.2.5	Parallaxe et aberration	49

4.3	Mesure du temps	52
4.3.1	Les heures et les jours	52
4.3.2	Les années	52
4.3.3	Le calendrier et les jours Juliens	52
5	Observables et observations	55
5.1	Pourquoi utiliser des télescopes ?	55
5.1.1	Les premiers instruments	56
5.1.2	Les différentes configurations optiques et les montures	58
5.1.3	Limitations optiques et atmosphériques à la résolution spatiale	59
5.1.4	Absorption et émission par l'atmosphère terrestre	60
5.2	Observatoires spatiaux : rayons X et γ	63
5.3	Spectroscopie optique	64
5.4	Haute résolution spatiale	66
5.4.1	Le télescope spatial Hubble	66
5.4.2	Optique adaptative	66
5.4.3	L'interférométrie	68
5.4.4	Techniques numériques	69
5.5	Compléments vus au cours	70
6	Le système solaire et les systèmes planétaires	71
6.1	Description du mouvement des planètes	71
6.2	Mouvement apparent des planètes	76
6.3	Bilan énergétique global	76
6.4	Structure interne et stabilité	79
6.5	Hauteur de la plus haute montagne	80
6.6	Les atmosphères planétaires	80
6.6.1	Structure des atmosphères	80
6.6.2	Conditions d'existence	81
6.7	Les comètes	82
6.8	Compléments vus au cours	85
7	Propriétés fondamentales des étoiles	87
7.1	Description générale	87
7.2	Les atmosphères stellaires	87
7.2.1	L'atome d'hydrogène	88
7.2.2	Notion de largeur équivalente de raie	92
7.2.3	Abondance des éléments chimiques et métallicité	93
7.3	Le diagramme de Hertzsprung-Russell (diagramme "HR")	93
7.3.1	Description générale	93
7.3.2	Taille des étoiles dans le diagramme HR	96
7.3.3	Classification MK	97
7.4	Source d'énergie dans les étoiles	98
7.4.1	Température interne	98
7.4.2	Etoile en contraction gravitationnelle	98
7.4.3	Production d'énergie à travers les réactions nucléaires	99
7.5	Les différentes réactions nucléaires au sein des étoiles	99
7.5.1	La "chaîne pp" (proton-proton)	99
7.5.2	Le cycle CNO	101
7.5.3	De l'hélium au fer	102
7.6	Relation masse-luminosité	102
7.7	Compléments vus au cours	102

8	Structure et évolution stellaires	103
8.1	Equations fondamentales de la structure interne des étoiles	103
8.1.1	Conservation de la masse et équilibre hydrostatique	104
8.1.2	Equilibre thermique	104
8.1.3	Transport d'énergie	104
8.1.4	Transport d'énergie par convection	106
8.2	Evolution dans le diagramme HR	106
8.2.1	Le nuage proto-stellaire et l'arrivée sur la séquence principale	107
8.2.2	Evolution sur la séquence principale	110
8.2.3	La phase géante	111
8.2.4	Mort des étoiles	112
8.3	Compléments vus au cours	114
9	Matière interstellaire et intergalactique	115
9.1	Absorption par la matière interstellaire : bilan global	115
9.1.1	Absorption le long de la ligne de visée	115
9.1.2	Effet sur la couleur apparente des astres	117
9.2	Diffusion par les poussières	120
9.3	Ionisation du gaz : sphère de Strömgren	122
9.3.1	Régions HII et associations OB	122
9.4	Gaz intergalactique	125
9.4.1	Gaz ionisé intergalactique	125
9.4.2	Gaz neutre intergalactique	126
9.5	Gaz neutre vu en émission : la raie de l'hydrogène à 21 cm	126
9.6	Compléments vus au cours	128
10	Structure et dynamique de la Voie Lactée	129
10.1	Description générale	129
10.2	La Voie Lactée en tant que galaxie spirale	131
10.2.1	Repérage dans la Voie Lactée	131
10.2.2	Vue multi-longueur d'ondes de la Voie Lactée	131
10.3	Mesure des distances dans la Galaxie	133
10.4	Décomposition en disque, bulbe et halo	135
10.4.1	Le disque	135
10.4.2	Le bulbe	136
10.4.3	Le halo	137
10.5	Dynamique Galactique	138
10.5.1	Courbe de rotation de la Galaxie	139
10.5.2	Courbe de rotation proche du Soleil : les constantes de Oort	140
10.5.3	Méthode du point tangent	141
10.6	Compléments vus au cours	143
11	Les galaxies	145
11.1	Classification de Hubble	147
11.2	Distribution de masse dans les galaxies spirales	149
11.2.1	Preuve de l'existence d'un halo de matière noire	151
11.2.2	La relation de Tully-Fisher	152
11.3	Les galaxies elliptiques	154
11.3.1	Description générale	154
11.3.2	Estimation de la masse du Viriel	155
11.3.3	La relation de Faber-Jackson	156
11.4	Fonction de luminosité de Schechter	157
11.5	Spectroscopie et populations stellaires	157

12 La matière noire dans l'Univers	161
12.1 Contenu de l'Univers	161
12.2 Matière noire dans les galaxies elliptiques	162
12.3 Matière noire dans les amas de galaxies	162
12.3.1 Qu'est-ce qu'un amas de galaxies ?	162
12.3.2 Masse du viriel et découverte de la matière noire	164
12.4 Le gaz intergalactique	165
12.4.1 Rayonnement de freinage ou "Bremsstrahlung"	165
12.5 Le phénomène de lentille gravitationnelle	166
12.5.1 Déviation d'un photon par la masse	166
12.5.2 Echelle caractéristique : le rayon d'Einstein	169
12.6 Détection de la matière noire par effet de lentille gravitationnelle	169
12.6.1 Dans les halos de galaxies	169
12.6.2 Dans les amas de galaxies	171
12.7 Compléments vus au cours	172
13 Eléments de cosmologie	173
13.1 Un Univers homogène, isotrope et en expansion	173
13.1.1 Faits observationnels	173
13.1.2 Principe cosmologique	175
13.1.3 Loi de Hubble et expansion de l'Univers	175
13.1.4 Décalage vers le rouge d'origine cosmologique	177
13.1.5 Densité et devenir de l'Univers	178
13.2 Le rayonnement de fond cosmique	180
13.3 Distances en cosmologie	182
13.3.1 Définition des distances	182
13.3.2 Les chandelles standard	183

Chapitre 1

Notre perception de l'Univers à travers les âges

1.1 Antiquité : la terre au centre du monde

Comme on aime souvent à le dire, l'astronomie est la plus vieille science du monde. Elle décrit les astres et leurs mouvements et s'attache à découvrir la place de la Terre dans le monde qui l'entoure, que ce soit à des fins religieuses ou scientifiques. L'astrophysique est quant à elle beaucoup plus jeune et débute au XX^e siècle. Elle s'intéresse aux **processus physiques** qui permettent la naissance, la vie et la mort des étoiles, la formation des trous noirs, l'évolution des galaxies et de l'Univers en général.

On trouve des connaissances astronomiques chez les peuples Egyptiens, Chinois, de Mésopotamie, et d'Inde dès 2500-3000 ans avant J.-C. Ce n'est cependant que chez les Grecs qu'apparaissent les premiers essais de représentations logiques ou mécaniques de l'Univers. Elles invoquent le plus souvent les éléments fondamentaux comme la terre, l'eau, l'air et le feu pour expliquer le monde. Chez Thalès, au VII^e siècle avant J.-C., la terre est située au centre du monde et est entourée d'eau. Pour Anaximandre, à la même époque, la Terre est une île plate, entourée d'eau, puis de deux tores successifs d'air et de feu. Le Soleil, la Lune et les astres sont interprétés comme des "fenêtres" ouvertes dans la "couche" d'air sur la "couche" de feu, tels des hublots que l'on ouvrirait devant un projecteur de lumière. C'est à Anaximandre que l'on doit les premières cartes géographiques et célestes.

Anaxagor, au VI^e siècle avant J.-C., imagine des causes naturelles pour expliquer les observations. Les astres sont privés d'attributs divins, ce qui crée un scandale dans la société de l'époque.

Le V^e siècle avant J.-C. voit Leucippe et Démocrite proposer une **théorie atomiste** où l'espace n'est pas totalement rempli. Les distances des astres à la Terre est fonction de leurs vitesses. Plus un astre est rapide dans son mouvement sur la voûte céleste, plus il est proche. Dans cette description, la Terre reste au centre du monde.

Si tous les philosophes jusqu'au VI^e et V^e siècle avant J.-C. s'accordent sur un monde dont la Terre est le centre, fixe, seul Pythagore la considère comme sphérique. Pour lui, *"de multiples observations poussent à penser que la Terre est sphérique. Semblable à elle-même dans toutes les directions, elle n'a ni haut, ni bas. Située au centre de tous les mouvements célestes, parce que telle est sa place naturelle, elle y demeure immobile."*

Chez Aristote et Platon, (IV^e siècle avant J.-C.), la Terre est fixe, mais le monde se divise en deux. Aristote décrit ainsi un monde sublunaire, constitué de quatre éléments corruptibles (la Terre, entourée de l'eau, de l'air et du feu), et un monde supralunaire, domaine de la perfection. Des sphères célestes solides y soutiennent la Lune, le Soleil et les planètes, le tout étant inscrit dans **la sphère des fixes** sur laquelle se trouvent les étoiles. On ne notera que peu d'évolution de ce "modèle d'univers" jusqu'au XVII^e siècle.

1.2 Vision moderne du monde : du “big-bang” à nos jours

Nous savons désormais que l’Univers n’est non seulement pas géocentrique, mais qu’il n’est pas non plus héliocentrique. Notre système solaire est situé dans le disque de l’une des milliards de galaxies nées du **big-bang**, il y a environ 13 milliards d’années. Cette explosion primordiale qu’est le big-bang et l’évolution de l’Univers depuis lors, sont les sujets d’étude de la **cosmologie**, à l’heure actuelle l’un des domaines les plus actifs de l’astrophysique.

Les échelles de temps et d’espace liées au big-bang sont extrêmement variées. Comme cette variété est l’origine des conventions et unités de mesure adoptées par les astrophysiciens pour décrire l’Univers, il est bon de garder à l’esprit les quelques ordres de grandeurs que nous allons décrire ici.

1.2.1 Echelles de temps : une brève histoire de l’Univers

La Figure 1.1 donne une représentation schématique de l’évolution de l’Univers depuis le big-bang. Elle résume de façon synthétique les résultats les plus récents en cosmologie. Tout d’abord le big-bang lui-même : en quelques picosecondes les premières particules sont formées, des températures de millions de degrés sont atteintes. L’Univers connaît alors une phase d’expansion très rapide, appelée **l’inflation**. L’origine de l’inflation et les phénomènes physiques lui ayant donné lieu sont encore inconnus et consistent en l’un des problèmes clé de la cosmologie contemporaine. L’inflation reste cependant nécessaire pour expliquer les structures observées dans le **fond de rayonnement cosmique**, découvert en 1965 par Penzias et Wilson. La naissance de l’Univers il y a 13 milliards d’années via une explosion primordiale implique en effet l’existence, aujourd’hui, d’un rayonnement micro-ondes dit “résiduel”. Si Penzias et Wilson purent détecter ce rayonnement dès 1965, ce n’est qu’en 1989 que le satellite COBE (Cosmic Background Explorer satellite) pu entreprendre de mesurer très précisément son spectre, qui correspond à un **corps noir** dont la température est de $T=2.73^\circ\text{K}$. L’accord parfait entre cette mesure et les prédictions théoriques est certainement la preuve la plus concrète que nous ayons du big-bang.

Le rayonnement de fond cosmique n’est pas spatialement uniforme. Il comporte des structures fines sur une vaste gamme de fréquences spatiales (typiquement $\Delta T/T = 10^{-5}$). Le spectre de ces structures, c’est à dire leur distribution en tailles angulaires, a une forme qui ne peut être expliquée à ce jour que si l’Univers est passé par une phase d’inflation rapide après laquelle s’installe le fond de rayonnement cosmique, environ 400.000 ans après le big-bang. On peut donc dire que l’essentiel de la naissance de l’Univers se passe dans les premiers 0.003% de son âge actuel. Les variations spatiales de température dans le rayonnement de fond cosmologique ont été mesurées de façon très précise en 2006, par le satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), comme le montre la Fig. 1.2.

Le gaz primordial se refroidit ensuite pour former les premiers noyaux atomiques comme l’hydrogène. Les noyaux plus lourds que l’hydrogène attendront la formation et même la mort des premières étoiles pour apparaître. Ces éléments sont en effet synthétisés lors des réactions nucléaires ayant lieu au centre des étoiles. Pendant 400 millions d’années, l’hydrogène reste neutre, aucun astre lumineux n’est formé. On parle alors de **l’âge sombre**, dont la durée exacte est encore inconnue. Il est cependant certain que la durée de l’âge sombre est courte et ne représente que 3% seulement de l’âge actuel de l’Univers.

Tout comme la distribution spatiale du rayonnement de fond cosmique, celle de l’hydrogène n’est pas uniforme. Les **fluctuations primordiales** dans la densité de l’hydrogène neutre donne lieu à un phénomène d’effondrement de la matière qui, atteignant la densité critique de la fusion nucléaire, permet l’allumage des premières étoiles. Ces étoiles vont progressivement ioniser le milieu interstellaire, qui redevient donc transparent à la lumière. C’est l’époque de **réionisation**. Les télescopes optiques modernes n’arrivent pas encore tout à fait à obtenir des observations directes de cette époque de la vie de l’Univers. Les astres lumineux les plus lointains, et donc aussi les plus jeunes par rapport au point zéro qu’est le big-bang, se sont formés lorsque l’Univers avait 800 millions d’années.

L’Univers est en perpétuelle évolution. Il subit **l’expansion cosmologique**, découverte par l’astronome Edwin Hubble en 1929 et prédite de façon théorique par Georges Lemaître dès 1927. Les détails de cette expansion, à savoir si elle est constante, ralentie ou accélérée dépendent de la densité

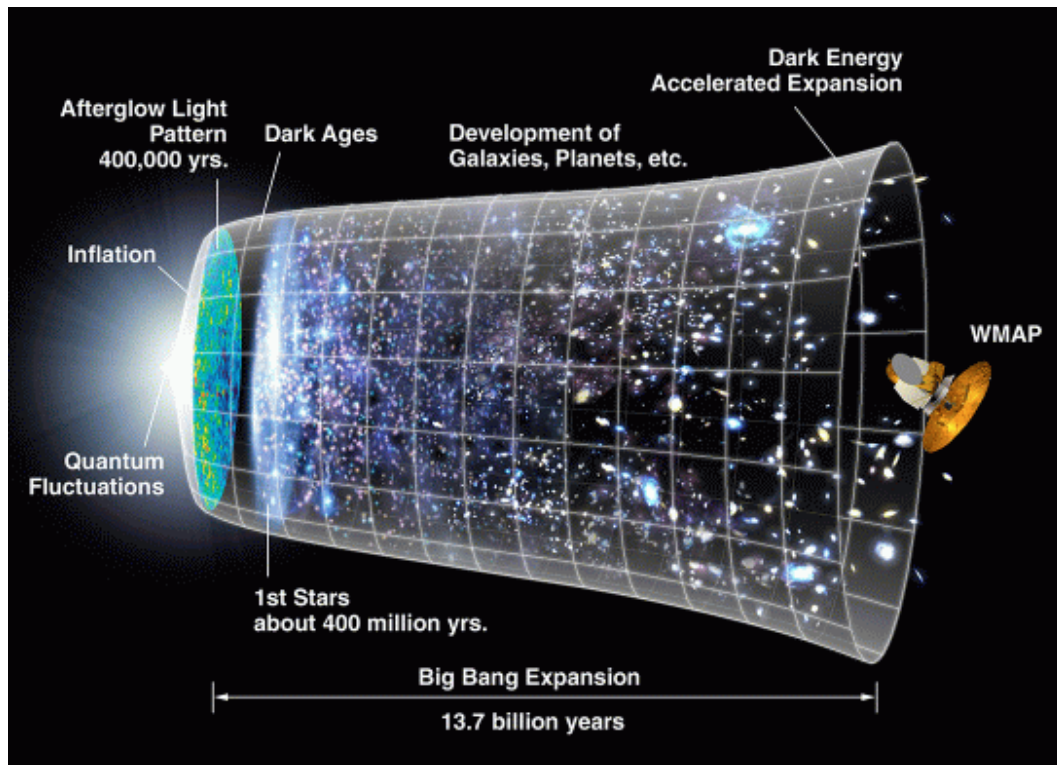


FIGURE 1.1 – Représentation schématique du big-bang et de l'évolution de l'Univers. On notera l'échelle de temps, hautement non-linéaire et la phase d'expansion ultra-rapide d'expansion, "l'inflation", juste après le big-bang. Le point zéro de l'échelle de temps n'est pas l'époque actuelle, mais le moment où a lieu le big-bang.

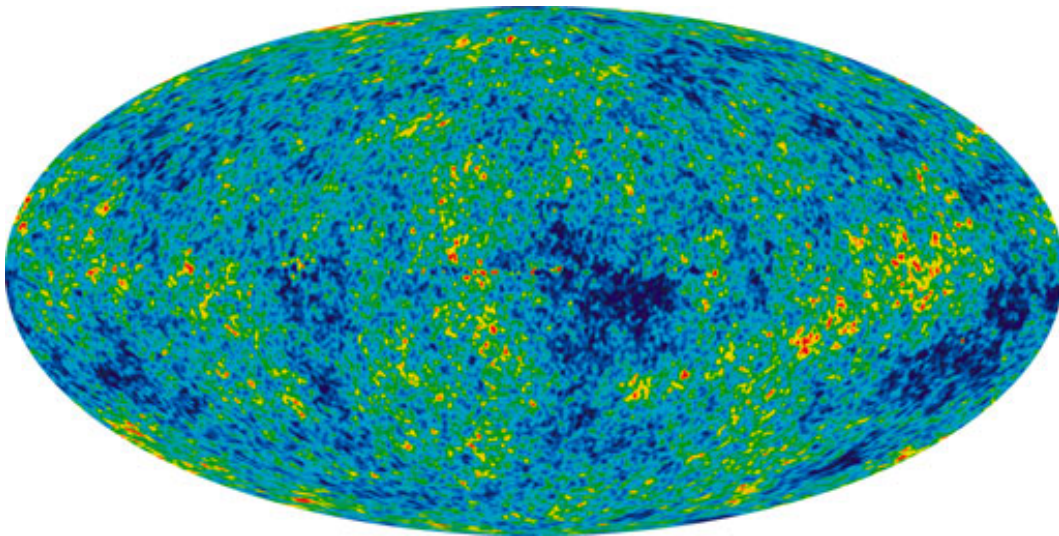


FIGURE 1.2 – Carte complète du ciel obtenue par le satellite WMAP à 41 GHz de longueur d'onde. Le code de couleurs indique les fluctuations de température du rayonnement de fond cosmologique dont l'amplitude est de $200 \mu\text{K}$ autour d'une moyenne à 2.7250°K .

de l'Univers. Nous savons actuellement que l'expansion est **accélérée**, mais que cette accélération tend à ralentir. Ce résultat, annoncé en 1999 simultanément par plusieurs équipes travaillant sur les Supernovae lointaines, consiste en l'une des plus grandes surprises de la cosmologie moderne. Il implique en effet l'existence d'une force répulsive qui contrebalance la gravité. Aucune explication physique claire n'existe à ce jour pour justifier une telle force, connue sous le nom d'**énergie sombre**.

1.2.2 Echelles d'espace et de masses

L'Univers porte toujours les traces des fluctuations de température dans le fond de rayonnement cosmologique. Ainsi, la matière s'organise en des structures qui peuplent l'Univers observable, depuis la réionisation jusqu'à l'époque actuelle. L'astrophysique (et non plus l'astronomie) s'intéresse à dévoiler les processus physiques responsables de la naissance, de l'évolution et de la mort de ces astres, à toutes les échelles spatiales.

Ce sont les tailles et les masses des astres ainsi que les distances les séparant qui vont le plus souvent guider les choix des modèles physiques utilisés pour les représenter. Il est donc bon de connaître ces ordres de grandeur et les unités utilisées.

Les masses sont exprimées en astrophysique en unité de masse solaire ou terrestre :

$$\begin{aligned}1 M_{\odot} &= 1,9891 \times 10^{30} \text{ kg} \\1 M_{\oplus} &= 5,9742 \times 10^{24} \text{ kg}\end{aligned}$$

Plusieurs échelles de distances sont utilisées :

L'unité astronomique s'utilise pour mesurer des distances dans le système solaire. Il s'agit du rayon moyen de l'orbite terrestre :

$$1 \text{ UA} = 1,496 \times 10^{11} \text{ m}$$

L'année lumière, désigne la distance parcourue par la lumière en 1 an. Elle s'utilise pour mesurer des distances inter-stellaires ou inter-galactiques :

$$1 \text{ al} = 0,946 \times 10^{16} \text{ m}$$

Le parsec est la distance de laquelle le rayon moyen de l'orbite terrestre mesure 1 seconde d'arc :

$$1 \text{ pc} = 3,26 \text{ al} = 3,086 \times 10^{16} \text{ m}$$

Les unités définies ci-dessus nous permettent de caractériser les composants principaux de l'Univers. Sans chercher à les décrire ici en détails on peut donner quelques échelles caractéristiques qui permettent de les placer dans un cadre global.

Les planètes

On ne connaît en détail que les 9 planètes de notre système solaire dont les rayons vont de 2420 à 71430 km. Les distances de chaque planète au soleil s'échelonnent entre 0.4 et 40 UA. Le rapport entre la taille moyenne d'une planète et sa distance moyenne au soleil est donc de l'ordre de 10^{-7} . Les masses des planètes se situent entre $0.33 \times 10^{24} \text{ kg}$ et $1900 \times 10^{24} \text{ kg}$. La masse totale de toutes les planètes du système solaire est de l'ordre de $2500 \times 10^{24} \text{ kg}$, soit un millièème de la masse totale du système solaire.



FIGURE 1.3 – Exemples d’amas stellaires. A gauche, l’amas ouvert NGC 290, observé par le télescope spatial Hubble. A droite globulaire 47 Tucanae, observé par le Very Large Telescope, au Chili. Le champ de vue des deux images est comparable (~ 10 pc). Les deux images donnent donc une bonne idée des densités stellaires dans les deux types d’amas.

Les étoiles

La différence majeure entre les planètes et les étoiles est que les planètes n’émettent pas de rayonnement. Elles ne font que réfléchir la lumière de leur étoile mère. L’allumage des réactions thermonucléaires dans les étoiles n’est possible que si la masse de l’étoile est suffisante. Ainsi les masses stellaires vont de $0.1 M_{\odot} < M < 60 M_{\odot}$, et les rayons stellaires sont compris entre 0.3 et 20 fois le rayon du soleil ($r_{\odot} = 6.96 \times 10^8 \text{ m} \sim 110 r_{\oplus}$). La gamme de luminosités possibles s’étend de $10^{-3} L_{\odot}$ à $10^6 L_{\odot}$. Enfin, la durée de vie des étoiles dépend de leur masse. Certaines étoiles peu massives ont presque l’âge de l’Univers, alors que d’autres, très massives, ne brillent que quelques millions d’années.

Les amas d’étoiles

Les étoiles ne se forment pas de façon isolée. Elles naissent en groupes, des résidus gazeux laissés par les générations précédentes d’étoiles. On distingue deux principaux types d’amas stellaires : les **amas ouverts** et les **amas globulaires**. Les premiers sont peu massifs et ne contiennent que quelques centaines d’étoiles jeunes. On les trouve dans le disque des galaxies spirales. Leur taille est de l’ordre de 1-10 pc. L’activité de formation stellaire y est intense. Leur durée de vie est de l’ordre de 10^8 ans, car ils peuvent être détruits au passage d’autres corps massifs. Une galaxie peut compter plusieurs dizaines de milliers d’amas ouverts.

Les **amas globulaires** sont bien plus massifs et constitués d’étoiles vieilles. On les trouve dans les **halos** des galaxies de tous types. On pense que ces amas, contrairement aux amas ouverts, se forment en même temps que les galaxies qui les hébergent. La durée de vie d’un amas globulaire est de l’ordre de 10^{10} ans. Ils contiennent typiquement quelques millions d’étoiles, réparties dans un diamètre de l’ordre de quelques parsecs. La Figure 1.3 montre un exemple d’amas ouvert et d’amas globulaire.

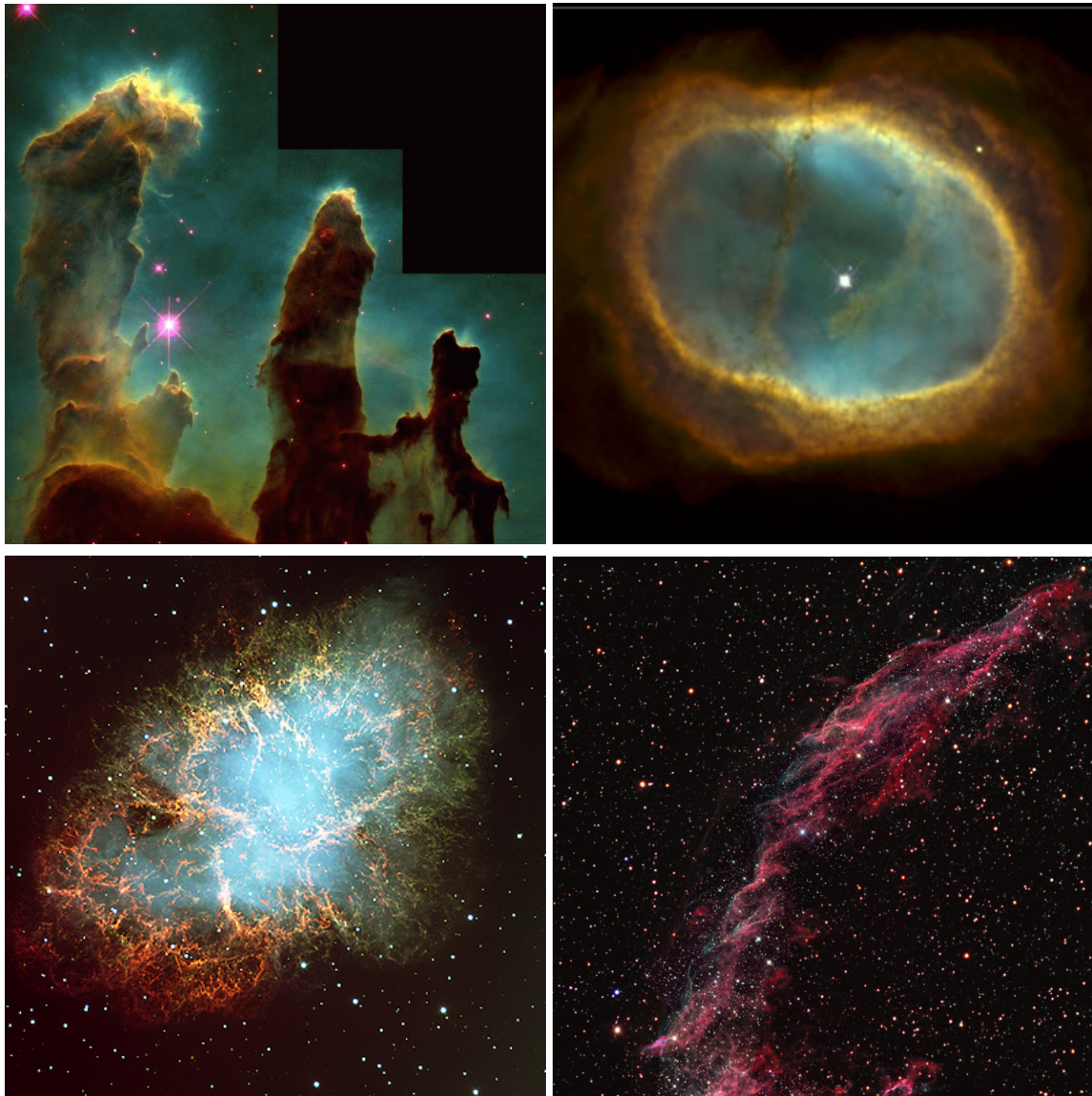


FIGURE 1.4 – Exemples de nébuleuses gazeuses. a) La nébuleuse diffuse M 16, où les régions jaune brillant correspondent à des zones de formation d'étoiles. Le champ de vue est de 15 al environ. b) La nébuleuse planétaire NGC 3132 avec son enveloppe symétrique et son étoile centrale. Le diamètre de la nébuleuse n'est que de 0.5 al et sa distance à la terre de 2000 al. La vitesse d'expansion du gaz est de 15 km s^{-1} . c-d) Deux rémanents de supernovae. A gauche, la nébuleuse du crabe, due à l'explosion d'une supernova en 1054. La vitesse d'expansion du gaz est de 1500 km s^{-1} . La taille de la nébuleuse est de 10 al. A droite, la grande nébuleuse du cygne, datant d'il y a 15000 ans. Le gaz y est bien moins dense que dans la "récente" nébuleuse du crabe, du fait du plus grand temps d'expansion. La densité diminuant, et les chocs entre particules de gaz se faisant de plus en plus rares, la nébuleuse perd progressivement sa luminosité.

Les nébuleuses gazeuses

Les nébuleuses gazeuses se partagent en 3 catégories :

Les nébuleuses diffuses sont des nuages de gaz peu denses, formés essentiellement d'hydrogène, d'oxygène et d'azote, plus souvent ionisé par des étoiles chaudes ($T > 30000$ K) et jeunes. Ces nébuleuses peuvent entourer certains amas ouverts d'étoiles. La densité du gaz y est de l'ordre de 10 à 10000 cm^{-3} . Les tailles rencontrées sont très variables mais restent de l'ordre de celles des amas stellaires : $10\text{-}20 \text{ pc}$. La masse totale de gaz est faible, $M_{\text{neb}} \sim 100 - 1000 M_{\odot}$.

Les nébuleuses planétaires sont des enveloppes gazeuses éjectées à des vitesses supersoniques ($v \sim 20\text{-}30 \text{ km s}^{-1}$) par des étoiles chaudes ($T > 50000$ K) et vieilles. Du fait de la température plus élevée que dans les nébuleuses diffuses, les nébuleuses planétaires peuvent montrer des raies de plus forts potentiels d'ionisation, comme celles de l'hélium ou du néon. L'expansion rapide de l'enveloppe gazeuse et donc sa dilution rapide fait que les nébuleuses planétaires restent visibles peu de temps. Leur temps de vie est de l'ordre de 10^4 ans. La densité du gaz est comprise entre 100 et 1000 cm^{-3} et la masse typique est $0.1\text{-}1 M_{\odot}$. Les nébuleuses planétaires sont de petits objets, à symétrie sphérique. Leur diamètre de l'ordre du parsec.

Les rémanents de supernovae sont des restes d'explosions stellaires. Leurs formes et leurs tailles sont très diverses mais dépassent rarement 10 pc . La principale différence entre les rémanents de supernovae et les nébuleuses diffuses est la source d'ionisation du gaz, qui est collisionnelle dans le cas des rémanents. La Figure 1.4 compare les trois types de nébuleuses.

Les galaxies

Les galaxies et les amas de galaxies sont les structures les plus massives connues à ce jour. Elles sont composées de tous les autres corps décrits jusqu'ici, à savoir d'étoiles (accompagnées éventuellement de systèmes planétaires), d'amas d'étoiles, de nébuleuses gazeuses, ainsi que de poussières et de gaz interstellaire. On sait également qu'une grande partie de leur masse n'est pas visible et se situe dans un halo beaucoup plus étendu que leur partie lumineuse. L'origine de cette **matière sombre** est encore inconnue. La masse des galaxies se situe dans l'intervalle $10^8 < M < 10^{11} M_{\odot}$. On distingue deux grandes classes de galaxies.

Les galaxies elliptiques, sont les plus massives des deux types morphologiques et aussi les plus grandes. Leur forme rappelle celle d'un immense amas globulaire, mais formé de milliards d'étoiles. Le gaz interstellaire y est rare, et les étoiles qui composent ces galaxies sont vieilles, 10^{10} ans. Leur taille visible est de l'ordre de $30\text{-}50 \text{ kpc}$. Le halo de matière noire qui les entoure peut par contre s'étendre sur plusieurs centaines de kpc. Une galaxie elliptique est donc plusieurs milliers de fois plus grande que les amas globulaires et plusieurs millions de fois plus massive.

Les galaxies spirales ont des masses en général inférieures à celles des galaxies elliptiques. Elles se composent d'un disque en rotation, au centre duquel se trouve un bulbe. Des bras spiraux lumineux sont visibles dans le disque d'où le nom de galaxies spirales. Alors que des étoiles vieilles peuplent le bulbe des galaxies spirales, le disque contient de nombreuses régions de formation d'étoiles, c'est à dire des nébuleuses diffuses, et des amas ouverts jeunes. Les galaxies spirales possèdent elles aussi un halo de matière sombre.

Vues de loin, comme sur la Figure 11.1, les galaxies peuvent paraître très denses en étoiles. Elles sont en fait composées essentiellement de vide. La distance moyenne entre deux étoiles est de l'ordre de quelques parsecs, distance à comparer par exemple au diamètre du soleil. Le rapport entre le diamètre d'une étoile typique et la distance moyenne à sa plus proche voisine est de 10^{-10} . Des galaxies peuvent donc entrer en interaction gravitationnelle sans que n'aient lieu de collisions directes entre étoiles. Seule la forme globale des galaxies se modifie sous l'effet de la gravité.

Le rapport entre la taille d'une galaxie et la distance moyenne entre deux galaxies est beaucoup plus grand, de l'ordre de $10^3\text{-}10^4$.

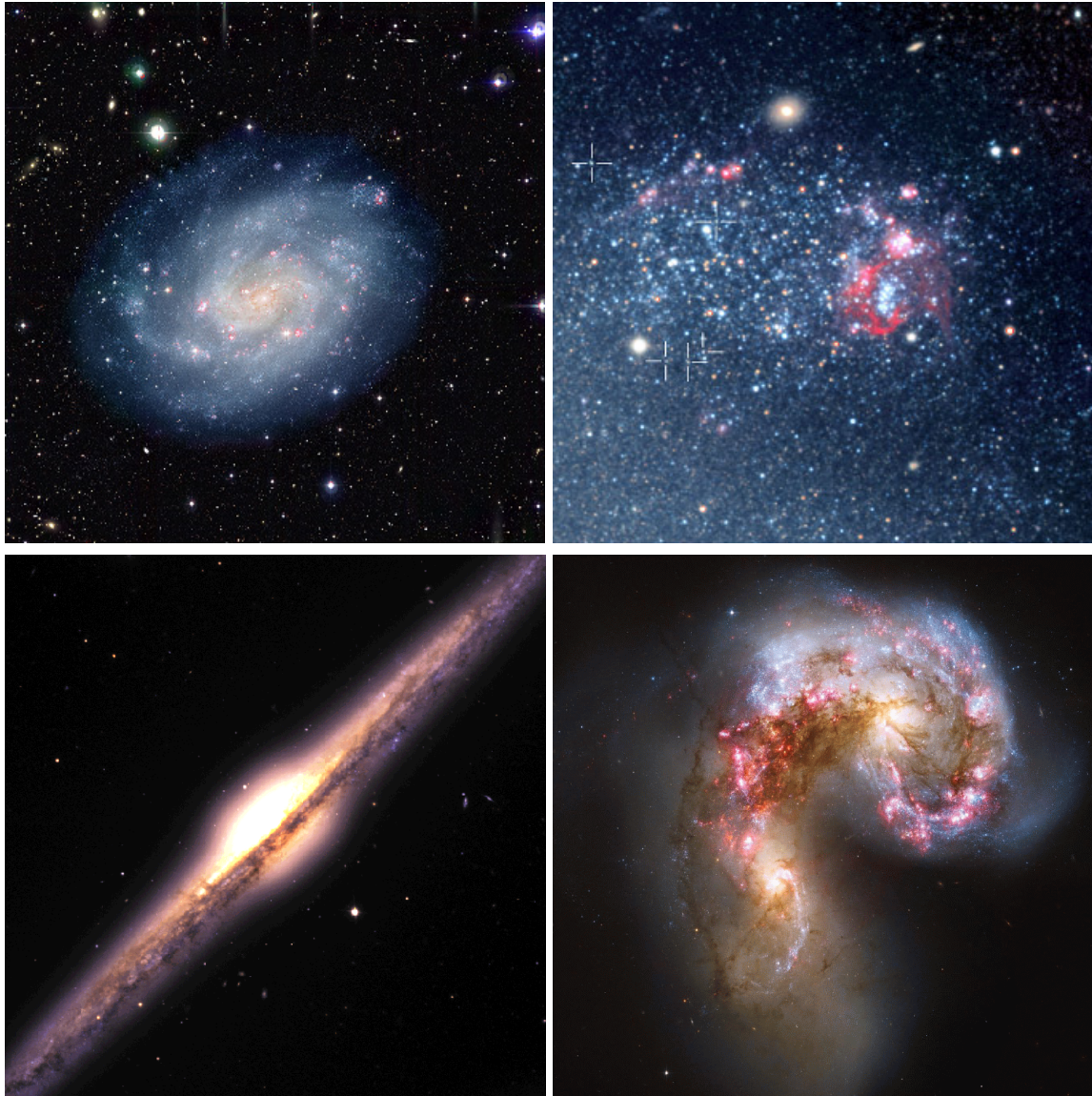


FIGURE 1.5 – Exemples de galaxies spirales, selon des observations avec le télescope spatial Hubble et avec le Very Large Telescope. a) La galaxie NGC 300 et ses larges bras spiraux. Le diamètre de son disque est de 40 kpc. b) Un agrandissement de NGC 300, centré sur une zone de formation d'étoile. Le champ de vue est de 4 kpc et permet de voir des étoiles individuelles ainsi que des nébuleuses gazeuses, en rouge. Notre galaxie, la Voie Lactée, est semblable à NGC 300. c) Les galaxies spirales sont parfois vues par la tranche, comme c'est le cas pour NGC 4565. Le bulbe central de la galaxie est bien visible, ainsi que des bandes de poussière absorbant la lumière émise en arrière plan. d) Exemple de choc entre deux galaxies. Malgré les apparences aucun choc n'a lieu entre étoiles, mais la forme globale des galaxies impliquées est fortement modifiée. La formation d'étoiles jeunes est également fortement accrue lors de chocs entre galaxies. On notera la surdensité de régions de formation d'étoiles, ici en rouge, dans la zone de choc entre les deux galaxies.

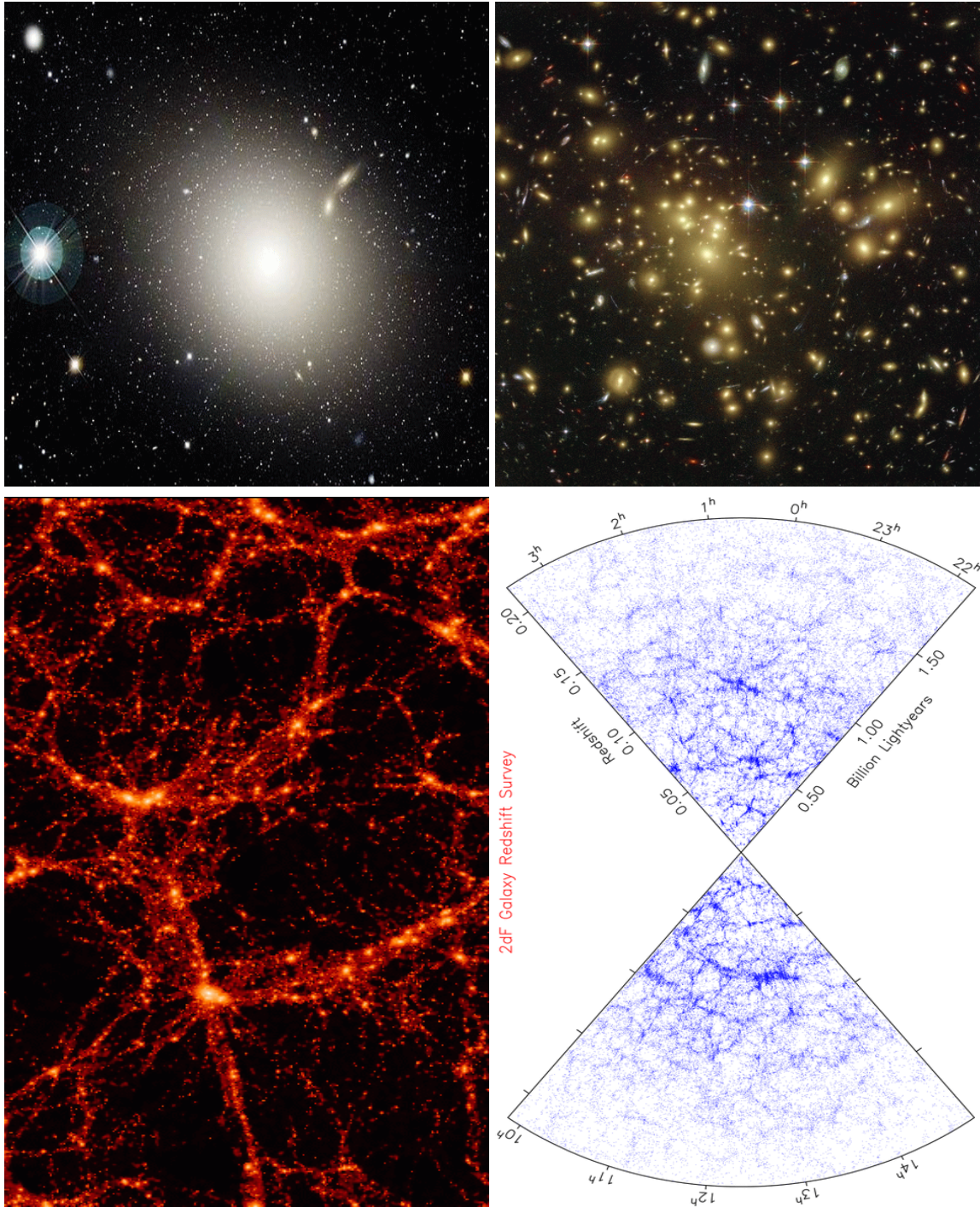


FIGURE 1.6 – a) La galaxie elliptique M87, dont le diamètre est de 40 kpc et la masse de $4 \times 10^9 M_{\odot}$. La plupart des sources ponctuelles dans le halo de la galaxie sont des amas globulaires qui orbitent autour d'elle. b) Exemple d'amas de galaxies, ici A1689, dont la masse est de $2.5 \times 10^{15} M_{\odot}$. L'amas possède une galaxie centrale, semblable à M87. c) Simulation numérique montrant les structures à grande échelle en forme de filaments. Les amas de galaxies les plus massifs se situent aux jonctions entre filaments. d) distribution des galaxies dans une “tranche” de ciel, où l'on retrouve les structures en filaments prédites par les simulations.

Les amas de galaxies et les structures à grande échelle

Tout comme les étoiles, les galaxies forment souvent des groupes ou amas (Fig. 1.6). Leur taille peut avoisiner le million de parsec. Les amas les plus massifs contiennent surtout des galaxies elliptiques massives et ont des masses entre 10^{13} et $10^{15} M_{\odot}$. Ces sont les structures les plus massives connues à ce jour. Les amas s'organisent le plus souvent autour d'une galaxie elliptique dite "super-géante". On sait que les amas de galaxies contiennent de grandes quantités de matière noire dont la présence est la mieux révélée par l'effet de mirage gravitationnel.

Le mode de formation le plus communément admis pour les galaxies et les amas de galaxies est **le mode de formation hiérarchique**. Dans ce modèle, les faibles fluctuations dans la distribution de masse initiale juste après l'époque de ré-ionisation donnent lieu à l'allumage des premières étoiles. Ces dernières, sous l'effet de la gravitation, se forment préférentiellement dans des amas, qui à leur tour fusionnent pour donner des galaxies. Les simulations numériques les plus poussées faites à ce jour pour reproduire la formation de l'Univers prédisent que la matière se répartit dans d'immenses filaments interconnectés. Les amas des galaxies seraient les points de l'Univers les plus massifs, à la jonction entre les filaments (Fig. 1.6).

1.3 Compléments vus en cours

Compléments historiques, Univers héliocentrique, ordres de grandeur, les différents débouchés en astrophysique et cosmologie.

Chapitre 2

Gravitation et mouvements

La gravitation est présente dans la quasi totalité des phénomènes étudiés en astrophysique. Sa portée infinie et son intensité proportionnelle aux masses mises en jeu en font la force la plus “adaptée” aux distances et aux masses rencontrées en astrophysique.

Nous allons voir dans ce qui suit, une large panoplie de phénomènes et objets expliqués par la gravité, depuis la révolution des planètes autour du Soleil jusqu’à l’accrétion de matière sur un trou noir supermassif, en passant par la formation des galaxies, ou même la déviation de rayons lumineux. Le traitement exact des champs de gravité requiert le plus souvent des notions de relativité générale, mais des ordres de grandeurs et éléments de raisonnement aboutissant à la compréhension des principaux astres peuvent néanmoins se fonder sur un traitement classique de la gravitation.

2.1 Lois de Kepler

La première description quantitative (et correcte) du mouvement des planètes dans notre système solaire est celle donnée par le mathématicien allemand *Johannes Kepler (1571-1630)*. Kepler énonce les trois lois qui portent désormais son nom :

-
- **Première loi de Kepler** : les trajectoires que décrivent les planètes sont des ellipses, dont le Soleil occupe l’un des foyers.
 - **Deuxième loi de Kepler** : les aires balayées par les rayons vecteurs (ligne reliant une planète au Soleil) en des temps égaux, sont égales.
 - **Troisième loi de Kepler** : le carré de la période orbitale, P , est proportionnel au cube de la distance moyenne au Soleil :

$$\frac{P^2}{a^3} = k, \quad (2.1)$$

où la constante k est la même pour toutes les planètes.

Les ellipses décrites par les planètes sont représentées dans la Fig. 2.1. On notera que, bien que les orbites des planètes soient des ellipses, les *excentricités* mises en jeux restent très proches de celle d’un cercle ($e = 0$). **L’excentricité d’une ellipse est définie comme $e^2 = 1 - (b/a)^2$** , où a et b sont respectivement les longueurs du demi-grand axe et du demi-petit axe de l’ellipse.

La démonstration des lois de Kepler faisant partie du cours de mécanique de première année (cf. polycopié de J.-P. Ansermet), nous ne la reprendrons pas ici en détail. Le problème se traite comme celui d’une interaction entre deux corps dont les masses seraient celles de la masse totale du système

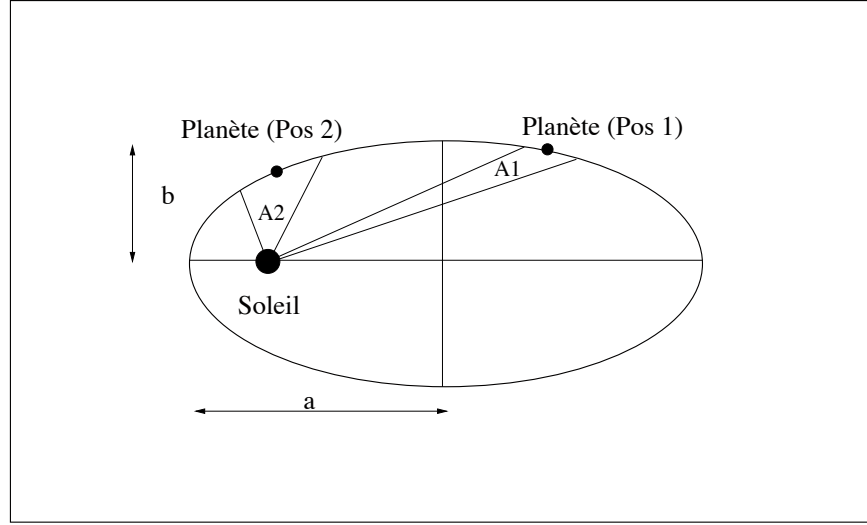


FIGURE 2.1 – Orbite elliptique décrite par une planète autour du Soleil. L'excentricité de l'orbite est ici fortement exagérée. Dans le système solaire, Pluton et Mercure ont les orbites les plus excentriques, avec respectivement $e = 0.248$ et $e = 0.206$. Les aires A_1 et A_2 sont balayées en des temps égaux, la vitesse de la planète sur son orbite étant plus petite lorsqu'elle est loin du Soleil que lorsqu'elle en est proche (conservation du moment cinétique).

$M = m_1 + m_2$ et de sa *masse réduite* $\mu = (m_1 m_2) / (m_1 + m_2)$, m_1 et m_2 étant les masses réelles des corps en interaction.

Les lois de Kepler peuvent être reformulées afin de pouvoir les utiliser dans des cas pratiques, par exemple pour estimer la masse du Soleil ou des étoiles doubles. Dans le cas des étoiles doubles, où les deux corps en interaction ont des masses comparables, les lois de Kepler s'appliquent au centre de masse du système et non plus au corps le plus massif.

Si l'on exprime les périodes orbitales des planètes en années et leur demi-grand axe en Unités Astronomiques (UA), la constante k dans la 3ème loi de Kepler est égale à 1. Ceci découle de la définition même des unités. L'Unité Astronomique, donnée en annexe, est la longueur du demi-grand axe de l'orbite terrestre. Il faut donc 1 an pour décrire une telle orbite.

Si l'on se place dans un système constitué des deux masses M et μ , la 3ème loi de Kepler peut s'exprimer dans des unités plus habituelles de la façon suivante :

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{GM} a^3 = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)} a^3. \quad (2.2)$$

On notera que le rapport des constantes devant le cube du demi-grand axe est égale à 1 quand on exprime P et a en unités "terrestres".

La 3ème loi de Kepler est la plus utile pour déterminer simplement la masse d'un astre à partir de la mesure de la période orbitale d'un corps qui gravite autour de lui. Cela est valable non seulement pour les planètes du système solaire, mais aussi pour les satellites des planètes. Les 4 principaux satellites de Jupiter peuvent par exemple être observés très facilement (Galilée les avait d'ailleurs découverts avec sa lunette de 4 cm de diamètre), donnant quatre estimations indépendantes de la masse de Jupiter. L'équation (2.1), donne pour $m_2 \ll m_1$ (et donc on a aussi $M \sim m_1$) :

$$M = \frac{4\pi^2}{GP^2} a^3 \quad (2.3)$$

Dans le cas de Jupiter et de son satellite, Io, dont la période de révolution est $P = 1,8$ jours et dont le demi-grand axe de l'orbite est $a_{Io} = 4,2 \times 10^5 \text{ km}$, on trouve la masse de Jupiter, $M = 1,9 \times 10^{30} \text{ g}$ soit 318 fois la masse de la terre.

Appliqué au système Terre-Soleil, on trouve $M_{\odot} = 1,967 \times 10^{30} \text{kg}$, valeur quasi exacte de la masse actuellement admise pour le Soleil (cf. annexe).

Finalement, on notera que toutes les orbites ne sont pas fermées. Leur forme est donnée par leur excentricité. Les ellipses ont des excentricités comprises entre 0 et 1. Les cercles ont $e = 0$, les paraboles ont $e = 1$ et les hyperboles ont $e > 1$. Les paraboles et les hyperboles sont ouvertes. De nombreux corps du système solaire ont de telles orbites et ne passent ainsi au voisinage du Soleil qu'une seule fois dans leur existence. Beaucoup de comètes et astéroïdes décrivent des orbites ouvertes.

2.2 Le théorème du viriel

Dès que plus de deux corps sont en interaction gravitationnelle, le calcul des *trajectoires individuelles* devient vite complexe. Les solutions dépendent fortement des conditions initiales (position, vitesse) imposées aux objets et les calculs doivent le plus souvent être effectués de façon numérique. Le problème est connu sous le nom de “problème à N-corps”. Bien que lourd en calcul, la puissance de calcul des ordinateurs contemporains permet de tenir compte de plusieurs milliards de particules en interaction.

Si la détermination des trajectoires individuelles des particules dans un système à N corps reste délicate, les propriétés globales (on dirait “macroscopiques” en physique statistique) du système sont néanmoins accessibles, en particulier la détermination *statistique* de son énergie, de sa quantité de mouvement et de son énergie mécanique.

R. Clausius démontra en 1870 qu'il existait une relation entre l'énergie potentielle totale et l'énergie cinétique totale d'un système de particules ponctuelles. Cette relation est le *théorème du viriel*.

Théorème du viriel : L'énergie cinétique E_{cin} d'un système *isolé* de masses ponctuelles, *moyennée sur le temps*, est égale à l'opposé de la moitié de son énergie potentielle E_{pot} :

$$\langle E_{\text{cin}} \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_{\text{pot}} \rangle \quad (2.4)$$

Cette relation relie des vitesses, à travers E_{cin} , à des masses, à travers E_{pot} . Alors que les masses sont parmi les quantités les plus difficiles à mesurer en astrophysique, les vitesses, quant à elles, le sont beaucoup moins. Le théorème du viriel donne donc l'opportunité de mesurer l'un pour déterminer l'autre, ce qui le place parmi les relations les plus utiles pour l'astrophysicien.

Il existe de nombreuses façons de démontrer le théorème du viriel. L'une d'entre elles consiste à considérer la somme S des produits scalaires entre le rayon vecteur $\vec{r}_k$ de chaque particule k et sa quantité de mouvement $\vec{p}_k = m_k \vec{v}_k$, comme indiqué dans la Figure 2.2. Si le système est isolé, et gravitationnellement lié, S oscille dans le temps autour d'une valeur moyenne. La somme des normes des rayons vecteurs oscille elle aussi autour d'une valeur moyenne que l'on peut utiliser pour définir un rayon moyen R pour la distribution de particules. On peut donc écrire, pour un système composé de N particules :

$$S = \sum_{k=1}^N \vec{p}_k \cdot \vec{r}_k, \quad (2.5)$$

ou encore,

$$\left\langle \frac{dS}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^N \vec{p}_k \cdot \vec{r}_k \right\rangle = 0 \quad (2.6)$$

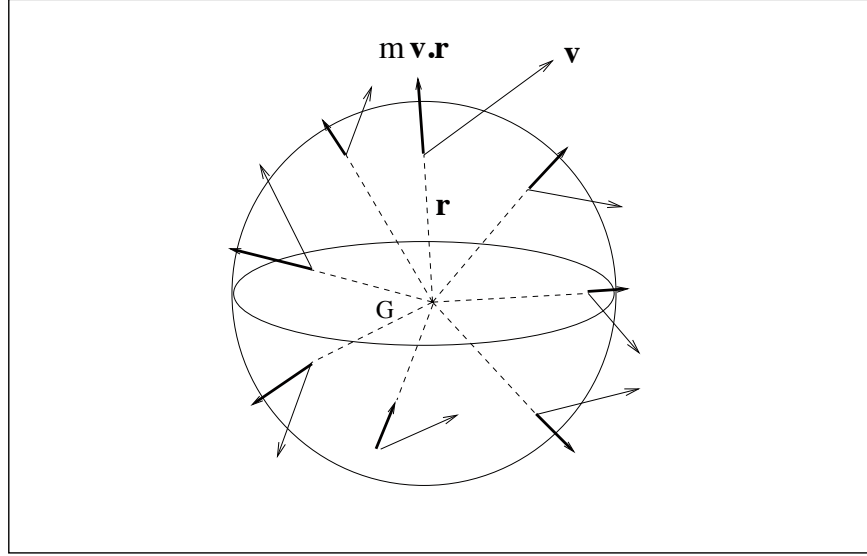


FIGURE 2.2 – Représentation schématique d'un système isolé de particules. La somme des vecteurs en gras (pas à l'échelle dans la figure) oscille dans le temps autour d'une valeur moyenne alors que les particules tournent autour du centre de gravité G.

où le terme de gauche désigne une moyenne sur un intervalle de temps “assez long”, c'est à dire assez long devant la taille du système divisé par la vitesse des particules. S peut être développée sous la forme

$$\frac{dS}{dt} = \sum \frac{d\vec{p}_k}{dt} \cdot \vec{r}_k + \sum \vec{p}_k \cdot \vec{v}_k \quad (2.7)$$

puis, considérant la force $\vec{F}_k = d\vec{p}_k/dt$ s'appliquant à chaque particule,

$$\frac{dS}{dt} = \sum \vec{F}_k \cdot \vec{r}_k + 2E_{\text{cin}} \quad (2.8)$$

puisque,

$$\sum \vec{p}_k \cdot \vec{v}_k = \sum m_k v_k^2 = 2E_{\text{cin}}. \quad (2.9)$$

En prenant la moyenne dans le temps, on obtient que

$$\langle E_{\text{cin}} \rangle = -\frac{1}{2} \langle \sum \vec{F}_k \cdot \vec{r}_k \rangle \quad (2.10)$$

La gravitation est bien évidemment une force centrale et dérive donc d'un potentiel ϕ qui peut être écrit de manière très générale sous la forme $\phi(r) = \alpha r^{n+1}$ où r est la distance au centre de gravité et où α est une constante arbitraire. La force qui s'exerce sur une particule est alors

$$\vec{F}_k = -m_k \frac{d\phi(\vec{r}_k)}{dr} \frac{\vec{r}_k}{r_k} \quad (2.11)$$

Par ailleurs la force $\vec{F}_k$ et le vecteur $\vec{r}_k$ sont toujours colinéaires puisque la force est centrale. On a donc

$$\langle \sum \vec{F}_k \cdot \vec{r}_k \rangle = \langle \sum F_k \cdot r_k \rangle = -\langle \sum m_k \alpha (n+1) r_k^{n+1} \rangle \quad (2.12)$$

ce qui revient aussi à dire

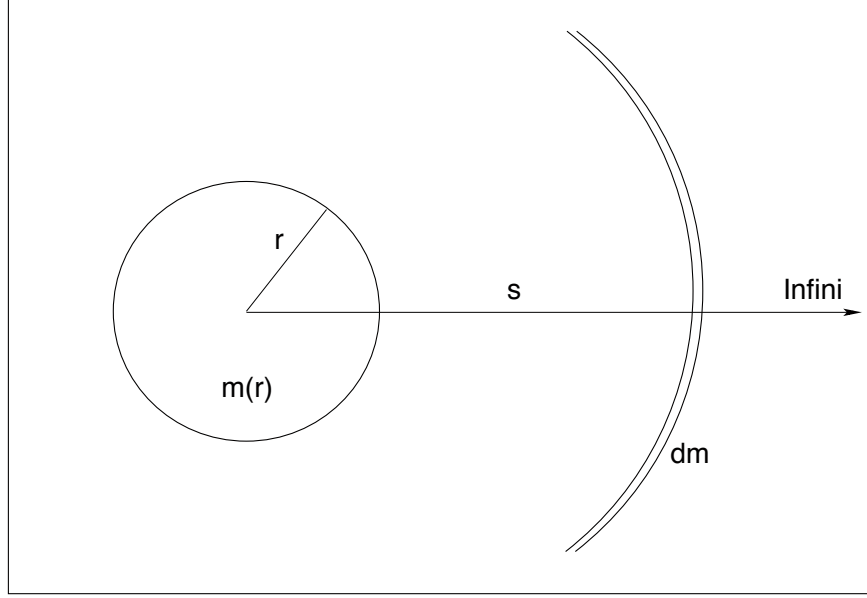


FIGURE 2.3 – Illustration du travail de la force de gravité pour amener une couche de matière de l’infini jusqu’à une distance s d’un corps massif de rayon r .

$$\langle \sum \vec{F}_k \cdot \vec{r}_k \rangle = -(n+1) \langle \sum m_k \phi(\vec{r}_k) \rangle = -(n+1) \langle E_{\text{pot}} \rangle \quad (2.13)$$

où $\langle E_{\text{pot}} \rangle$ est l’énergie potentielle totale du système, moyennée dans le temps. Dans le cas spécifique de la gravitation, où le potentiel varie en r^{-1} , et où donc $n=-2$, on obtient

$$\langle \sum \vec{F}_k \cdot \vec{r}_k \rangle = \langle E_{\text{pot}} \rangle \quad (2.14)$$

En combinant avec l’équation (2.10) il découle

$$\boxed{\langle E_{\text{cin}} \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_{\text{pot}} \rangle} \quad (2.15)$$

On notera aussi que, le système étant isolé, son énergie totale est conservée et on a $E_{\text{tot}} = E_{\text{cin}} + E_{\text{pot}}$. On a donc aussi

$$\langle E_{\text{cin}} \rangle = -E_{\text{tot}} \quad (2.16)$$

2.3 Systèmes autogravitants

Le théorème du viriel peut être utilisé pour estimer la taille caractéristique d’un système isolé, sous la seule influence de sa propre gravité : **les systèmes autogravitants**.

2.3.1 Longueur et masse de Jeans d’un système autogravitant

Appliquons l’équation (2.15) à un nuage sphérique de gaz de rayon R , composé de particules de masse moyenne $\overline{m}$, et calculons son énergie cinétique et son énergie potentielle. Dans l’hypothèse d’un gaz parfait de très faible densité, on a :

$$E_{\text{cin}} = \frac{3}{2} N k T \quad (2.17)$$

$$= \frac{3 M k T}{2 \bar{m}} \quad (2.18)$$

où N est le nombre de particules, T est la température du gaz, et ρ est la densité du gaz, k est la constante de Boltzmann. On notera que $\bar{m}$ est lié à la **masse moléculaire moyenne** μ dans le cas d'un gaz. On a alors $\mu = \bar{m}/m_{\text{H}}$, où m_{H} est la masse de l'atome d'hydrogène. On considérera souvent en astrophysique que les étoiles au sein d'un amas ou d'une galaxie, se comportent de manière similaire aux particules dans un gaz d'atomes ou de molécules.

L'énergie potentielle peut se calculer en sommant les contributions de couches sphériques de masse dm , à l'énergie potentielle totale. L'énergie qu'il faut pour amener une couche de matière de l'infini à une distance s d'une distribution sphérique de rayon r et de masse $m(r)$ est égale au travail à fournir par la gravitation depuis l'infini jusqu'à la distance r (Fig. 2.3) :

$$\begin{aligned} \delta E_{\text{pot}} &= W_{F(\infty \rightarrow r)} \\ &= \int_{\infty}^r \frac{G m(r) dm}{s^2} ds \\ &= - \frac{G m(r) dm}{r} \end{aligned} \quad (2.19)$$

L'énergie potentielle totale s'obtient en sommant sur toutes les coquilles sphériques de rayons compris entre 0 et R , dont on suppose la densité constante et égale à ρ :

$$\begin{aligned} E_{\text{pot}} &= - \int_0^R \frac{G m(r) dm}{r} \\ &= - \int_0^R \frac{G m(r)}{r} 4\pi r^2 \rho dr \end{aligned} \quad (2.20)$$

d'où

$$E_{\text{pot}} = - \frac{3 G M^2}{R^6} \int_0^R r^4 dr = - \frac{3}{5} \frac{G M^2}{R} \quad (2.21)$$

Le théorème du viriel se réécrit alors comme :

$$- \frac{3}{5} \frac{G M^2}{R} + \frac{3 M k T}{\bar{m}} = 0 \quad (2.22)$$

dont on tire le rayon caractéristique du système autogravitant, le **rayon de Jeans** :

$$R_{\text{Jeans}} = \sqrt{\frac{15 k T}{4 \pi \rho G \bar{m}}} \quad (2.23)$$

Le théorème du viriel permet ainsi d'estimer la stabilité d'un système autogravitant **sphérique, isotherme, et homogène**. Pour une densité donnée ρ , un nuage de matière s'effondre si son rayon $R > R_{\text{Jeans}}$, car alors l'énergie totale du système est négative. De la même manière, un nuage de rayon R_{Jeans} s'effondre si sa masse $M > M_{\text{Jeans}}$. On définit ainsi la **masse de Jeans**, masse au-delà de laquelle un nuage de rayon R_{Jeans} s'effondre.

2.3.2 Temps caractéristique : temps de chute libre

Le rayon de Jeans établit une longueur caractéristique d'un système autogravitant. On peut de façon similaire estimer un temps caractéristique d'effondrement, comme étant le **temps de chute libre** d'une particule test de masse m dans le champ de gravité ambiant dû au système autogravitant dans son ensemble.

Supposons un nuage de masse totale M , de rayon initial R en effondrement gravitationnel. On s'intéresse au mouvement d'une particule test de masse très petite subissant l'action de tout le nuage. La loi de Gauss nous dit que toute la masse du nuage peut être portée en son centre de gravité. La particule test plongeant vers M peut, quant à elle, être considérée comme étant en orbite ultra elliptique ($e = 1$) autour de M , à la différence près qu'elle entrera en collision avec elle lorsqu'elle aura parcouru la moitié de l'orbite, dont le demi grand-axe est $a = R/2$.

Si l'on exprime M en fonction de la densité de masse ρ , la troisième loi de Kepler nous dit que la période d'une telle orbite est

$$P = \sqrt{\frac{3\pi}{8G\rho}}. \quad (2.24)$$

La masse test ne met que $P/2$ pour entrer en collision avec M , de sorte que le temps de chute libre est

$$t_{\text{ff}} = \frac{P}{2} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}. \quad (2.25)$$

Le temps de chute libre d'un nuage sphérique homogène **ne dépend que de sa densité**, et pas directement de sa taille. C'est ce qui en fait une grandeur fondamentale en astrophysique. On adopte ici la notation anglo-saxonne t_{ff} pour "free-fall".

La Table 2.1 donne quelques ordres de grandeurs de temps de chute libre pour différents objets astrophysiques.

TABLE 2.1 – Ordres de grandeurs pour le temps de chute libre.

Objet	ρ (kg m ⁻³)	t_{ff}
Univers	10 ⁻²⁷	10 ¹¹ ans
Galaxie	10 ⁻²¹	10 ⁸ ans
Milieu interstellaire	10 ⁻²¹ / 10 ⁻¹⁷	10 ⁵ / 10 ⁸ ans
Système solaire	10 ⁻¹²	10 ³ ans
Soleil	1400	1800 s

Les ordres de grandeurs ci-dessus restent proches de la réalité, bien qu'il soit difficile de définir une densité moyenne pour les objets donnés dans la Table 2.1 et bien que ceux-ci soient loin d'être des sphères homogènes.

2.4 Limite de Roche

La plupart des planètes possèdent des satellites, à commencer par la paire Terre-Lune, et une grande fraction des étoiles sont des systèmes binaires. La combinaison des **forces de marées et des forces centrifuges** impliquées dans ces systèmes multiples imposent des limites sur les tailles et les densités des astres en interaction. Il existe ainsi une distance limite, en deçà de laquelle les corps en interaction se brisent. Cette distance limite est connue sous le nom de **limite de Roche**.

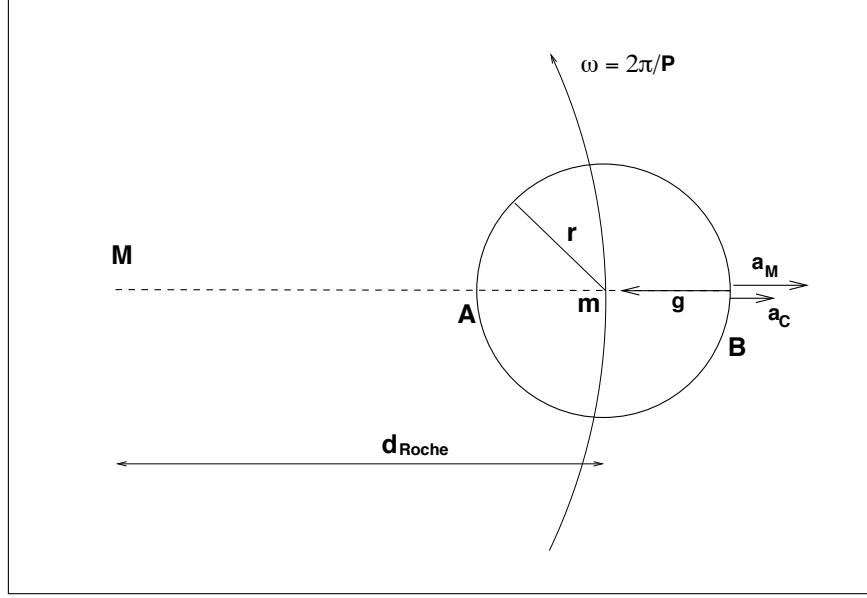


FIGURE 2.4 – Effet combiné des forces centrifuges, des forces de marées, et du champ de gravité d'un corps de masse M sur un autre, de masse m , en rotation uniforme autour de lui à la vitesse angulaire ω . P est la période de l'orbite.

Faisons le bilan des forces s'exerçant sur une masse m de rayon r , située à une distance d ($r \ll d$) d'une autre masse M . On suppose que m orbite autour de M avec une vitesse angulaire $\omega = 2\pi/P$ où P est la période de révolution de m autour de M .

La masse m subit l'effet de 3 accélérations : **1-** l'accélération centrifuge $\vec{a}_c$ due à la révolution de m autour de M , **2-** l'accélération $\vec{a}_M$ due aux forces de marées de M sur m , **3-** la gravité $\vec{g}$ de m . L'accélération centrifuge ressentie au point B du corps m s'écrit :

$$a_C = \omega^2(d + r) - \omega^2 d \quad (2.26)$$

La troisième loi de Kepler nous donne que :

$$\frac{d^3}{P^2} = \frac{G}{4\pi^2}(M + m) \simeq \frac{GM}{4\pi^2} \quad (2.27)$$

d'où $\omega^2 = GM/d^3$ et donc,

$$a_C = \frac{GM}{d^3}(d + r) - \frac{GM}{d^3}d \simeq \frac{GM}{d^3}r, \quad (2.28)$$

qui est une accélération centrale, dirigée vers l'extérieur de l'orbite. On calcule de même la **force différentielle de marée** au point B,

$$a_M = \frac{GM}{d^2} - \frac{GM}{(d + r)^2} \simeq \frac{2GM}{d^3}r, \quad (2.29)$$

qui est aussi dirigée vers l'extérieur de l'orbite. La condition pour que l'astre m ne se brise pas est donc :

$$\|\vec{a}_C + \vec{a}_M\| < \|\vec{g}\|, \quad (2.30)$$

c'est-à-dire

$$\frac{3GM}{d^3}r < \frac{Gm}{r^2} \quad (2.31)$$

Si R est le rayon de M , on exprime la **limite de Roche** en fonction des densités ρ_m et ρ_M des astres :

$$d_{\text{Roche}} = 1,44 \left(\frac{\rho_M}{\rho_m} \right)^{1/3} R \quad (2.32)$$

Ce calcul considère des **corps solides indéformables** ou très peu déformables sous l'effet des forces de marées. Ces corps se brisent dès qu'est atteinte la limite de Roche de l'équation (2.32). Pour des astres "fluides" comme par exemple les amas d'étoiles orbitant autour d'une galaxie, pour des étoiles binaires, ou pour des planètes à forte activité volcanique, il faudrait tenir compte de la déformation des corps. Le calcul exact donne dans ce cas :

$$d_{\text{Roche}} = 2,44 \left(\frac{\rho_M}{\rho_m} \right)^{1/3} R \quad (2.33)$$

On pense que les anneaux de Saturne sont le résultat de la destruction d'un satellite par les effets de marées. Le rayon de Saturne est $R = 58'000$ km. La limite de Roche pour Saturne et un satellite de densités identiques est donc $d_{\text{Roche}} = 140'000$ km en utilisant l'équation pour le cas fluide. La distance observée entre Saturne et ses anneaux est comprise entre 80'000 et 140'000 km.

La limite de Roche d'un amas globulaire dans la Voie Lactée est de $d_{\text{Roche}} \simeq 10^5$ pc. Ce calcul considère un amas contenant de l'ordre de 10^5 étoiles, de diamètre 30 pc. La Voie Lactée contient environ 10^{11} étoiles. Les amas globulaires sont donc des corps orbitant à de grandes distances du noyau des galaxies : $d_{\text{Roche}} = 10$ Kpc est comparable au rayon de la Voie Lactée.

2.5 Trous noirs et rayon de Schwarzschild

Si la gravité à la surface d'un astre est assez forte, la **vitesse d'échappement** à sa surface peut atteindre des valeurs très élevées. La vitesse d'échappement est atteinte lorsque l'énergie totale d'un système devient positive, c'est-à-dire que le système est non lié. Pour une masse test orbitant à une distance r autour d'un astre de masse M :

$$v_{\text{echap}} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \quad (2.34)$$

On imagine bien que si r diminue la vitesse d'échappement augmente, jusqu'à atteindre la vitesse de la lumière. Le rayon qui correspond à $v_{\text{echap}} = c$ est appelé le **rayon de Schwarzschild**,

$$r_S = \frac{2GM}{c^2} = 2,95 \times 10^5 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ cm} \quad (2.35)$$

On voit immédiatement que le rayon de Schwarzschild du Soleil n'est que de 3×10^5 cm. Le Soleil serait donc un trou noir, capable de retenir la lumière, si toute sa masse était concentrée dans une sphère de moins de 3 km de rayon.

Différents types de trous noirs existent dans l'Univers. On distingue les trous noirs d'origine stellaire, de quelques km de diamètre et dont les masses sont de l'ordre de quelques masses solaires, et les trous noirs dit supermassifs. Ces derniers sont souvent situés au centre de galaxies (dont la Voie Lactée) et peuvent atteindre des masses de $10^9 M_\odot$. Leur rayon de Schwarzschild est donc de l'ordre de 10^{14} cm, soit 10^{-4} pc. Ils sont donc de très petits objets à l'échelle d'une galaxie.

Le trou noir central de notre Voie Lactée a une masse estimée de $2,6 \times 10^6 M_\odot$ et est situé à environ 10 kpc de nous. Son rayon de Schwarzschild est donc de $2,6 \times 10^{-7}$ pc, ce qui lui confère un rayon apparent de 5×10^{-6} secondes d'arc. La résolution spatiale des meilleurs télescopes actuels est de l'ordre de $0,01''$. Le plus proche des trous noirs supermassifs connu, même s'il émettait de la lumière, ne serait donc pas observable directement. C'est grâce à des effets indirects que nous pouvons étudier ces objets.

2.6 L'accrétion et la limite d'Eddington

Malgré leur petite dimension, les trous noirs supermassifs restent détectables. En effet, ils **accrètent** la matière qui spirale autour d'eux, formant un **disque d'accrétion** : dans ce disque, la matière perd du moment cinétique par friction et tombe sur le trou noir, rayonnant à toutes les longueurs d'ondes. Les processus physiques à l'origine de ce rayonnement sont très variés et sont aussi bien thermiques que non thermiques. Pour cette raison les **quasars**, manifestation lumineuse des trous noirs supermassifs, sont les objets astrophysiques dont le spectre lumineux s'étale sur la plus grande gamme de longueurs d'ondes, des rayons γ aux ondes radio.

Bien que le phénomène d'accrétion soit l'un des plus efficaces pour transformer de l'énergie (gravitationnelle) en rayonnement, il existe une limite à ce rayonnement après laquelle le quasar ne peut plus rayonner car l'équilibre est rompu entre la gravitation et la **pression de radiation** due aux flux de photons émis dans le disque d'accrétion. Les températures entrant en jeu dans les quasars sont telles que le milieu ambiant peut y être assimilé à un gaz complètement ionisé : un plasma. Le transfert d'énergie des photons vers la matière est dominé par la **diffusion Compton**.

Si L est la puissance lumineuse totale, une particule test placée à un rayon r du centre du disque d'accrétion reçoit une énergie par unité de surface et de temps égale à $E = L/4\pi r^2$. La quantité de mouvement qui va être transférée par les photons diffusés, aux électrons libres sera donc $p = L/4\pi r^2 c$ puisque l'énergie E d'un photon est $E = pc$.

La pression de radiation *moyenne* due aux flux de photons sur un électron libre peut donc s'écrire, en utilisant la section efficace de diffusion Thompson σ_T :

$$F_{\text{rad}} = \sigma_T \frac{L}{4\pi r^2 c} \quad (2.36)$$

La force gravitationnelle due au trou noir central M_{BH} sur chaque paire proton-électron est, en négligeant la masse des électrons devant celle des protons, m_P :

$$F_{\text{grav}} = \frac{GM_{\text{BH}}m_P}{r^2} \quad (2.37)$$

La condition pour que la matière plonge sur le trou noir est que $F_{\text{rad}} < F_{\text{grav}}$, ou encore,

$$\frac{L\sigma_T}{4\pi r^2 c} < \frac{GM_{\text{BH}}m_P}{r^2} \quad (2.38)$$

d'où,

$$L < \frac{4\pi Gcm_P}{\sigma_T} M_{\text{BH}} \quad (2.39)$$

On a donc défini une luminosité limite au-delà de laquelle l'accrétion n'est plus possible car elle est contrebalancée par la pression de radiation. Cette limite s'appelle la **limite d'Eddington**. En utilisant les valeurs numériques pour les différentes constantes on trouve :

$$L_{\text{Edd}} = 1,3 \times 10^{38} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \right) \text{erg s}^{-1} \quad (2.40)$$

De la même manière, pour un disque d'accrétion de luminosité donnée L , on peut définir une **limite inférieure sur la masse du trou noir**.

$$M_{\text{Edd}} = \frac{\sigma_T}{4\pi Gcm_P} L, \quad (2.41)$$

ce qui donne en remplaçant les constantes dans les unités appropriées

$$M_{\text{Edd}} = 8 \times 10^7 \left(\frac{L}{10^{46} \text{erg s}^{-1}} \right) M_{\odot} \quad (2.42)$$

Chapitre 3

Rayonnement et matière

Ce chapitre s'attache à l'analyse des phénomènes physiques à l'origine de toute l'information que nous recevons des astres : **leur rayonnement électromagnétique**. Ce rayonnement peut avoir une origine thermique ou non-thermique et concerne toutes les longueurs d'ondes. Il est altéré par tout ce qui se trouve entre l'astre et l'observateur, depuis le milieu intergalactique et interstellaire jusqu'à l'atmosphère terrestre. Il est donc essentiel de se doter des outils pour le mesurer correctement, pour quantifier son éventuelle absorption (partielle) par différents milieux avant de s'attacher à découvrir les processus physiques qui lui ont donné lieu.

3.1 Définitions et unités

Rappelons quelques propriétés élémentaires des photons telles que leur énergie E et leur impulsion ou quantité de mouvement $\vec{p}$. Pour un photon de fréquence ν ou de longueur d'onde λ , on a

$$E_\nu = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.1)$$

$$\vec{p}_\nu = \frac{E_\nu}{c} \vec{u} = \frac{h\nu}{c} \vec{u} \quad (3.2)$$

où $\vec{u}$ est un vecteur unitaire dans la direction de propagation et où h est la constante de Planck. On a

$$h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J s.} \quad (3.3)$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (3.4)$$

Les quantités mesurées en astrophysique sont souvent des énergies lumineuses, associées à la notion de **luminosité** des astres, c'est à dire à leur éclat **intrinsèque**. On ramène le plus souvent ce rayonnement à une unité de temps. Les unités utilisées sont les $[\text{erg s}^{-1}]$ plutôt que les erg ou les Joules ($1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$). Les "énergies" utilisées en astrophysique sont donc plutôt des **puissances lumineuses**.

Cette énergie se propage de manière isotrope dans l'Univers, jusqu'à l'observateur. On en reçoit donc un **flux lumineux** par unité de surface. Vu que les observations sont faites sur une plage limitée de longueurs d'ondes, les flux lumineux sont mesurés par unité de longueur d'onde ou de fréquence. Les deux flux associés sont notés F_λ et F_ν et s'expriment respectivement en $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}]$ ou en $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}]$. Comme le flux mesuré sur une plage de longueur d'onde donnée doit être le même, que l'on effectue la mesure par unité de longueur d'onde ou de fréquence, on a :

$$F_\nu d\nu = -F_\lambda d\lambda \quad (3.5)$$

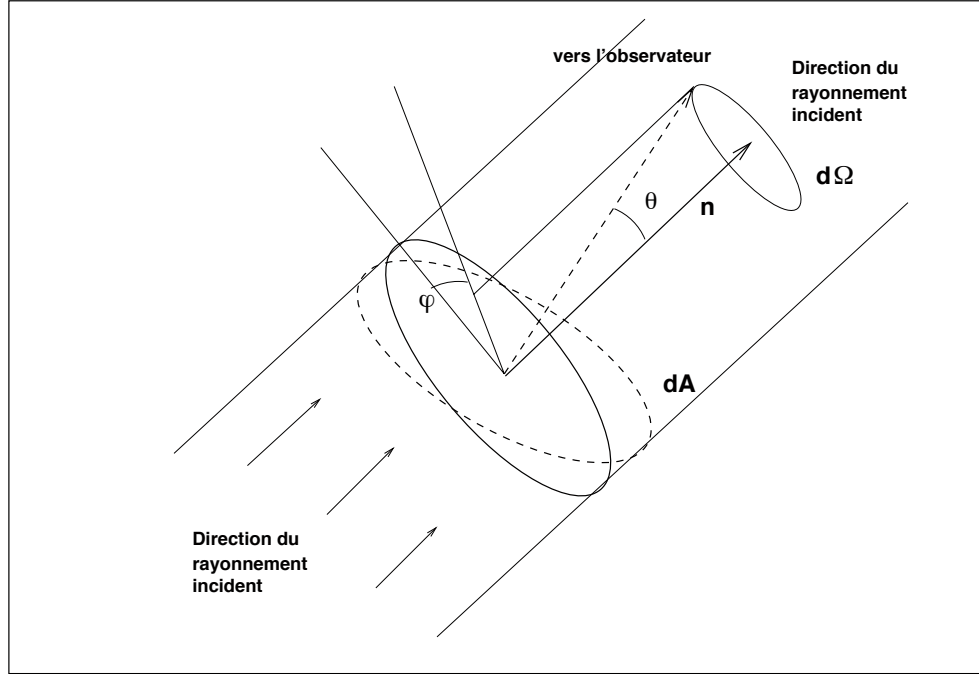


FIGURE 3.1 – Illustration du rayonnement reçu par un élément de surface dA (en pointillés) incliné d'un angle θ par rapport au faisceau incident. L'intensité spécifique I_ν du champ de radiation est orientée selon le vecteur unitaire $\vec{n}$. Dans le cas général, le faisceau incident peut très bien être réparti dans tout l'espace (champ isotrope). On ne montre ici qu'un faisceau particulier, qu'il faut intégrer sur tout l'espace.

et donc aussi

$$F_\nu = \frac{c}{\nu^2} F_\lambda = \frac{\lambda^2}{c} F_\lambda \quad (3.6)$$

Dans le domaine des hautes énergies, on utilise souvent l'électron-Volt [eV] pour mesurer des énergies. La conversion en Joules est donnée par $1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$, ce qui correspond à un photon de longueur d'onde $\lambda = 1,240 \times 10^{-6} \text{ m}$, ou de fréquence $\nu = 2,418 \times 10^{14} \text{ Hz}$.

Dans le domaine des longueurs d'onde radio, l'unité de flux la plus utilisée est le **Jansky**. La correspondance avec le système habituel est $1\text{Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

3.1.1 Eléments de transfert radiatif

Les flux lumineux et l'énergie transportée par la lumière sont émis par des astres de géométrie et distances différentes et dont le rayonnement n'est pas forcément isotrope. La Figure 3.1 décrit comment obtenir l'énergie dE rayonnée à travers une surface élémentaire dA à partir de l'intensité spécifique I_ν . On a par ailleurs,

$$dE = I_\nu dA \cos\theta dt d\Omega d\nu. \quad (3.7)$$

C'est l'intensité spécifique I_ν qui permet de décrire comment la lumière se comporte vis-à-vis du milieu ambiant, comme par exemple l'absorption par ce dernier. Comme dE est une énergie, les unités de I_ν sont des $[\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1} \text{ Hz}^{-1}]$.

Les flux lumineux, F_ν , s'obtiennent en intégrant sur tous les angles solides, c'est-à-dire sur toutes les directions d'où provient le rayonnement. Si le rayonnement vient d'une source lointaine l'angle solide sera négligeable. S'il s'agit d'une source étendue, comme par exemple le Soleil, on intègre sur l'hémisphère visible du Soleil, qui mesure $30'$ de diamètre, vue depuis la Terre. Autrement dit

$$F_\nu = \int d\Omega I_\nu \cos\theta. \quad (3.8)$$

Deux autres quantités sont utiles pour caractériser un rayonnement. La première est l'intensité spécifique moyenne J_ν , ou la moyenne porte sur les angles solides, de telle sorte que

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega I_\nu. \quad (3.9)$$

Cette moyenne permet entre autres de déterminer la déviance du rayonnement par rapport à l'isotropie. En effet, pour un rayonnement isotrope, l'intégrale porte sur tous les angles possibles et donc puisque $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, on a $\int d\Omega = 4\pi$, et $J_\nu = I_\nu$.

La seconde est la **densité spécifique d'énergie** u_ν donnée par

$$u_\nu = \frac{4\pi}{c} J_\nu, \quad (3.10)$$

dont les unités sont des $[\text{erg cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}]$ et dont l'intégration sur les fréquences donne la densité d'énergie totale rayonnée par unité de volume.

3.1.2 Emission, absorption, profondeur optique

L'effet de la matière sur le rayonnement se mesure à travers l'intensité spécifique I_ν , qui ne change que si de la matière absorbe ou émet des photons sur la ligne de visée. Si la quantité s mesure la position sur la ligne de visée cela revient à dire :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = 0. \quad (3.11)$$

On voit immédiatement que I_ν ne dépend pas de la distance. I_ν est le rayonnement ambiant par unité de surface. Il s'agit pour des astres de leur **brillance de surface**, qui est donc indépendante de leur distance. Leur flux F_ν (ou F_λ) en dépend par contre, puisqu'il diminue avec l'inverse du carré de la distance.

Lorsque des photons sont émis ou absorbés sur la ligne de visée, l'intensité spécifique n'est plus constante. Le bilan du rayonnement émis et absorbé est décrit par l'équation de transfert radiatif :

$$\boxed{\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu}, \quad (3.12)$$

où le terme négatif représente les absorptions, proportionnelles au rayonnement incident. Le coefficient d'absorption κ_ν se mesure en $[\text{cm}^{-1}]$, puisqu'il traduit le changement de I_ν par unité de longueur. Le terme positif j_ν représente le rayonnement émis par unité de longueur, en $[\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1} \text{ Hz}^{-1}]$. Ce sont ces deux quantités qui dépendent de l'interaction matière-rayonnement et qui sont donc susceptibles de fournir des informations sur le milieu traversé par un rayonnement.

On notera que le rayonnement absorbé, peut l'être soit par absorption par des atomes ou des molécules, soit par *diffusion* dans un gaz. C'est le cas par exemple dans l'atmosphère terrestre où les photons "absorbés" par l'atmosphère sont en fait diffusés. Cette diffusion peut être considérée comme une absorption, immédiatement suivie par une rémission, éventuellement accompagnée par un changement d'incidence et de longueur d'onde.

Une quantité étroitement liée au rayonnement absorbé est la **profondeur optique du milieu absorbant**, τ_ν qui est simplement l'absorption totale, intégrée sur une longueur choisie le long de la ligne de visée,

$$\tau_\nu(s) = \int_{s_0}^s \kappa'_\nu ds', \quad (3.13)$$

où s_0 est un point de référence sur la ligne de visée. $\tau_\nu(s)$ est l'absorption du rayonnement depuis cette référence jusqu'à la distance s .

On peut réécrire l'équation de transfert radiatif (3.12) de façon à l'exprimer en fonction de la profondeur optique. On a alors,

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}, \quad (3.14)$$

où la quantité j_ν/κ_ν est appelée **la fonction source, souvent notée S_ν** . Cette dernière donne le rapport entre le rayonnement ajouté au milieu ambiant et celui qui est absorbé. La solution de l'équation de transfert écrite sous cette forme est simple,

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu) + \int_0^{\tau_\nu} \exp(\tau'_\nu - \tau_\nu) S_\nu d\tau'_\nu. \quad (3.15)$$

La profondeur optique $\tau_\nu = 0$ correspond au rayonnement incident entrant dans un élément de volume. Son intensité spécifique $I_\nu(0)$ décroît exponentiellement par absorption jusqu'à la valeur $I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu)$. Le rayonnement éventuellement "créé" dans l'élément de volume via la fonction source S_ν s'ajoute au bilan du rayonnement, mais avec une pondération exponentielle le long de la ligne de visée, depuis la profondeur optique 0 jusqu'à la valeur de τ_ν à la sortie de l'élément de volume.

Il est bon de noter que même si la solution formelle de l'équation de transfert est simple, sa résolution dans la pratique reste délicate. En effet, la fonction source dépend directement du milieu ambiant et c'est d'ailleurs pour cela qu'elle nous fournit des informations sur lui. En revanche, le rayonnement produit dans le milieu altère ce dernier et donc aussi la fonction source. C'est donc le plus souvent numériquement qu'il faudra s'attaquer à la résolution de transfert, dans la plupart des cas.

Une bonne illustration de ceci est donnée par le milieu intergalactique proche de la période de réionisation de l'Univers, alors que se forment les premières étoiles. L'hydrogène neutre ambiant absorbe le rayonnement d'arrière plan, mais ce rayonnement peut devenir si énergétique qu'il ionise l'hydrogène, qui perd donc sa capacité d'absorption. Il faut donc procéder de façon itérative pour savoir comment évoluent les propriétés d'absorption du milieu interstellaire lorsqu'il est soumis à un rayonnement.

3.2 L'échelle des magnitudes

3.2.1 Origine et définition

L'échelle des magnitudes remonte à l'antiquité. Elle suit la sensibilité de l'oeil et donc sa **réponse logarithmique** à des stimulations lumineuses. L'échelle historique des magnitudes comporte 6 classes, dont la classe 1 est la plus brillante, jusqu'à la classe 6, qui comporte les étoiles à la limite de détection de l'oeil nu. Evidemment, cette limite dépend de la qualité du site d'observation, ce qui fait de l'échelle des magnitudes, dans sa forme originale, une mesure peu sûre de la brillance des astres. Il existe néanmoins une définition moderne des magnitudes, et différents systèmes de magnitudes permettant de les relier à des **flux lumineux**.

Si F_X est le flux que l'on reçoit d'un astre dans une certaine plage de fréquences X délimitée par exemple par un filtre, on définit sa magnitude comme

$$m = -2,5 \log(F_X) + \text{cste} \quad (3.16)$$

où F_X se mesure en $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ et où la constante est choisie arbitrairement. Sa valeur donne d'ailleurs lieu à l'existence de différents systèmes de magnitudes. Comme elle est indépendante de l'astre observé, on mesure aisément des différences de magnitudes entre les astres, dans une gamme de fréquences donnée. Pour deux astres mesurés dans une bande de fréquences X , on a ainsi

$$m_2 - m_1 = -2,5 \log \left(\frac{F_{X,2}}{F_{X,1}} \right). \quad (3.17)$$

Le flux intégré dans la bande X peut s'écrire en fonction de la réponse des filtres servant à la sélectionner. Si $T_X(\nu)$ est cette réponse pour un filtre X donné,

$$F_X = \frac{\int T_X(\nu) F_\nu d\nu}{\int T_X(\nu) d\nu}. \quad (3.18)$$

On distingue deux systèmes de magnitudes très utilisés en astrophysique, dans le domaine optique. Le système **Vega** et le système dit **AB**. Le premier utilise l'étoile Vega comme origine du système des magnitudes et stipule que Vega a la magnitude zero dans le filtre V (pour "visuel"). Pour ce système on a donc

$$m_V = -2,5 \log(F_V) \quad (3.19)$$

Or, Vega n'émet pas du flux uniformément à toutes les longueurs d'onde. Il est donc nécessaire, pour chaque filtre, de mesurer le flux de Vega par rapport à son flux dans la bande V . Ainsi, la forme générale des magnitudes "Vega" est

$$m_X(\text{obj}) = -2,5 \log \left(\frac{F_X(\text{obj})}{F_X(\text{Vega})} \right) = -2,5 \log(F_X(\text{obj})) - m_X(\text{Vega}). \quad (3.20)$$

Le système de magnitudes AB prend comme référence un objet (inexistant) dont le spectre serait plat, c'est-à-dire pour lequel $F_\nu = \text{cte}$. On relie ce système à celui de Vega en imposant que Vega a la magnitude AB de zéro dans le filtre V . Il existe différents systèmes de filtres dont l'un des plus utilisés est connu sous le nom de **système de Johnson**. C'est dans ce filtre que la magnitude AB de Vega vaut zéro.

Il est facile de calculer pour chaque filtre une correction à apporter pour passer des magnitudes Vega aux magnitudes AB, en utilisant l'équation (3.17)

$$m_X(\text{AB}) - m_X(\text{Vega}) = -2,5 \log \left(\frac{\int F_\nu(\text{AB}) T_X(\nu) d\nu}{\int F_\nu(\text{Vega}) T_X(\nu) d\nu} \right) \quad (3.21)$$

Les corrections pour passer d'un système à l'autre sont de l'ordre de quelques dixièmes de magnitudes. Le flux de référence pour les magnitudes AB est $F_\nu = 2,89 \times 10^{-21} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Il correspond au flux d'une étoile de magnitude AB égale à zéro dans le filtre Johnson V .

On notera finalement que seul l'astronomie optique utilise le système des magnitudes, pour des raisons historiques plus que pratiques. Les autres domaines, radio, X, gamma, millimétrique, utilisent tous les unités usuelles de flux c'est-à-dire les $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}]$ ou les Jansky.

3.2.2 Magnitudes apparentes et absolues

Les magnitudes définies ci-dessus relient des flux physiques à l'échelle logarithmique de l'oeil humain, éventuellement extrapolée à des flux bien au-dessous du seuil de détection de l'oeil. On distingue les **magnitudes apparentes** qui se réfèrent au rayonnement perçu depuis la Terre, et les **magnitudes absolues**, qui se réfèrent au rayonnement perçu depuis la Terre, **rapporté à une distance de 10 parsecs**.

On note la magnitude absolue par une lettre majuscule. Ainsi, si m est la magnitude apparente d'un astre, M est sa magnitude absolue. Un indice vient éventuellement compléter la notation, par exemple pour donner le filtre dans lequel la magnitude est donnée. La détermination de la

magnitude absolue d'un astre nécessite la connaissance de sa distance d . Si L_X est la luminosité (en $[\text{erg s}^{-1}]$) d'un astre dans la bande X , on a $F_X = L_X/4\pi d^2$ et donc

$$m_X - M_X = -2,5 \log \left(\frac{L_X}{4\pi d^2} \frac{4\pi 10^{10}}{L_X} \right), \quad (3.22)$$

ou encore,

$$\boxed{m_X - M_X = 5 \log d - 5} \quad (3.23)$$

Les magnitudes absolues permettent donc de mesurer la luminosité **intrinsèque** des astres et de mener des études comparatives. Le Soleil, dont la magnitude apparente dans la bande V est de $m_V = -26,73$, a une magnitude absolue de $M_V = +4,83$, alors que l'étoile supergéante Bételgeuse a une magnitude absolue de $M_V = -5,6$. En inversant l'équation (3.17), on a

$$\frac{F_V(\text{Bételgeuse})}{F_V(\text{Soleil})} = 10^{-0.4[M(\text{Bételgeuse}) - M(\text{Soleil})]} = 14'859 \quad (3.24)$$

Le Soleil, vu à une distance de 10 pc est donc environ 15'000 fois moins lumineux que Bételgeuse.

3.2.3 Module de distance

Le module de distance mesure l'effet de la distance d'un astre sur sa magnitude apparente. Il s'agit tout simplement de la différence entre la magnitude apparente et la magnitude absolue déjà décrite dans l'équation (3.23). On écrit souvent, pour un filtre X

$$\mu_X = m_X - M_X = 5 \log d - 5. \quad (3.25)$$

Pour une distance de 10 pc, on a par définition égalité entre les deux magnitudes et donc un **module de distance** nul. Une galaxie proche, comme Messier 31, dont la distance est de $d = 670$ Kpc et la magnitude absolue est $M = -20.7$ a donc un module de distance $\mu = 24.1$ et une magnitude apparente $m = 3.4$. Cette galaxie, la plus proche de la nôtre, a une magnitude apparente qui la place déjà parmi les objets difficiles à voir à l'oeil nu sous un ciel urbain.

3.2.4 Magnitudes bolométriques

La magnitude bolométrique d'un astre est la magnitude correspondant à son flux total, intégré sur **toutes** les longueurs d'onde. Si F_ν est le flux d'un astre par unité de fréquence et F_λ est son flux par unité de longueur d'onde,

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu = - \int_0^\infty F_\lambda d\lambda, \quad (3.26)$$

ce qui permet de définir la **magnitude bolométrique**

$$m_{\text{bol}} = -2,5 \log F. \quad (3.27)$$

Tout comme les magnitudes apparentes et absolues, les magnitudes bolométriques sont définies à une constante près, qui doit être déterminée à partir d'une étoile prise comme référence. En pratique, les magnitudes bolométriques sont peu utilisées car elles supposent de pouvoir mesurer le flux des astres à toutes les longueurs d'onde, ce qui n'est évidemment pas faisable.

3.3 Processus de rayonnement

3.3.1 Equilibre thermodynamique et corps noir

Un corps en équilibre thermodynamique à température constante T a par définition une intensité spécifique constante : chaque partie du corps reçoit autant de rayonnement qu'il en émet, et donc l'équation de transfert (8.8) implique que $I_\nu = S_\nu$.

La **fonction source** décrivant le rayonnement caractéristique d'un tel corps est connue sous le nom de **loi de Planck**, souvent appelée le rayonnement du corps noir. Le nom de "corps noir" peut se comprendre en terme de profondeur optique. En effet, si l'on appelle $B_\nu(T)$ la fonction source associée à ce type de rayonnement l'équation (3.15) s'exprime simplement comme

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu) + B_\nu(T) [1 - \exp(-\tau_\nu)]. \quad (3.28)$$

Pour de grandes profondeurs optiques on voit que $I_\nu(\tau_\nu) = B_\nu(T)$. Autrement dit, pour des corps peu transparents, ou même à la limite complètement opaques, la fonction source est la fonction de Planck, d'où le nom de **corps noir**.

L'existence et l'importance du rayonnement de corps noir sont reconnues depuis 1860 par G. Kirchhoff. La fonction décrivant le spectre du corps noir, n'a en revanche été explicitement calculée qu'en 1900 par M. Planck. On l'appelle indifféremment fonction de Kirchhoff-Planck ou fonction de Planck. Elle peut s'exprimer en fonction de la longueur d'onde ou de la fréquence du rayonnement :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3.29)$$

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (3.30)$$

Les constantes h et k sont respectivement les constantes de Planck et de Boltzmann,

$$\begin{aligned} h &= 6,626 \times 10^{-27} \text{ erg s} \\ h &= 6,626 \times 10^{-34} \text{ J s} \\ k &= 1,38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1} \end{aligned}$$

On a aussi

$$\frac{hc}{k} = 1,43883 \times 10^{-2} \text{ m K}$$

La fonction de Planck possède un maximum, donné par les relations

$$\begin{aligned} \frac{\nu_{\max}}{T} &= 5,90 \times 10^{10} \text{ Hz K}^{-1} \\ \lambda_{\max} T &= 2,90 \times 10^{-3} \text{ m K} \end{aligned}$$

La Figure 3.3 donne quelques exemples de courbes de Planck, pour différentes températures. Le rayonnement du corps noir se retrouve dans de très nombreuses situations en astrophysique. Il représente une très bonne approximation des atmosphères stellaires, assez opaques pour que l'intensité spécifique du rayonnement soit une fonction de Planck. On note cependant dans le bas de la Figure 3.3 des déviations à ce rayonnement de corps noir. En particulier des raies sont vues en

absorption à différentes longueurs d'ondes. Les deux plus profondes sont dues à l'atmosphère terrestre. Les autres sont dues à l'hydrogène que contient l'atmosphère de l'étoile, et en particulier aux transitions de la série de Balmer. De nombreuses autres absorptions peuvent être identifiées dans les spectres stellaires. Plus une étoile est froide, plus elle montrera d'absorptions puisque la matière est alors peu ionisée et les niveaux de basses énergies des atomes sont peuplés.

On retrouve le rayonnement de corps noir dans l'émission lumineuse par les planètes qui, chauffées par leur étoile mère, restituent le plus souvent l'énergie acquise via un rayonnement de corps noir dont le pic se trouve dans l'infrarouge. Les poussières intergalactiques chauffées par rayonnement ou par friction, réémettent de l'énergie sous forme de rayonnement infrarouge. Enfin, l'un des plus beaux corps noirs observés en astrophysique est probablement celui du rayonnement de fond cosmologique, comme dans la Figure 3.4.

Il existe deux approximations de la fonction de Planck. La première est utilisée pour les basses fréquences, lorsque $h\nu/kT \ll 1$. La fonction de Planck s'écrit alors

$$B_\nu(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT, \quad (3.31)$$

et est connue sous le nom de **fonction de Rayleigh-Jeans**. Aux très hautes fréquences, on a la situation inverse, avec $h\nu/kT \gg 1$. La fonction de Planck est dans ce cas

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT}, \quad (3.32)$$

et l'on parle de **l'approximation de Wien**.

La densité d'énergie de la fonction de Planck est

$$u = \int_0^\infty u_\nu d\nu = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu, \quad (3.33)$$

où l'on notera que l'intégration sur les angles solides de l'équation (3.10) est déjà incluse dans l'expression de $B_\nu(T)$. Il vient ainsi

$$u = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} T^4, \quad (3.34)$$

avec

$$a = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} = 7,56 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-4}. \quad (3.35)$$

Il est commode de noter que

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{ac}{4\pi} T^4. \quad (3.36)$$

Le flux total émis à la surface d'un corps noir est donné par

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu = \pi \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \pi B(T) = \frac{ac}{4} T^4 \quad (3.37)$$

La constante dans cette dernière expression s'appelle **la constante de Stefan-Boltzmann**. Elle vaut

$$\sigma_{\text{SB}} = \frac{ac}{4} = 5,67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}. \quad (3.38)$$

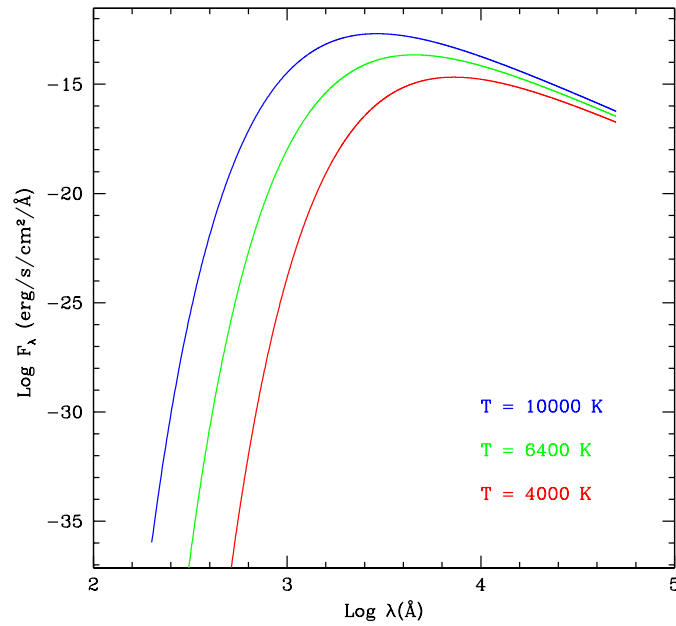


FIGURE 3.2 – Exemple de fonction de Planck pour des corps noirs de différentes températures. Les flux et les longueurs d'onde sont représentés sur une échelle logarithmique pour pouvoir montrer une large gamme de températures. On note comment le maximum de la fonction se déplace vers le rouge lorsque diminue la température du corps noir. Dans la figure, la gamme de températures couvertes correspond à des fonctions de Planck dont le pic se déplace d'un bout à l'autre du spectre visible (environ 4000-9000 Å).

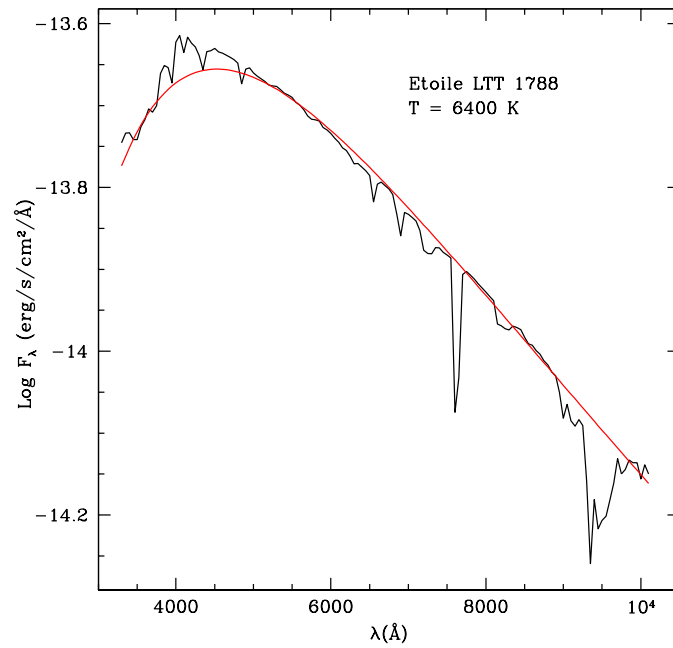


FIGURE 3.3 – Spectre de l'étoile LTT 1788 et ajustement d'une courbe de Planck. Cette fois-ci, les longueurs d'onde sont sur un échelle linéaire. La température du corps noir qui ajuste le mieux les données est $T = 6400$ K. On note de nombreuses raies d'absorption dues à des zones plus froides que $T = 6400$ K dans l'atmosphère de l'étoile.

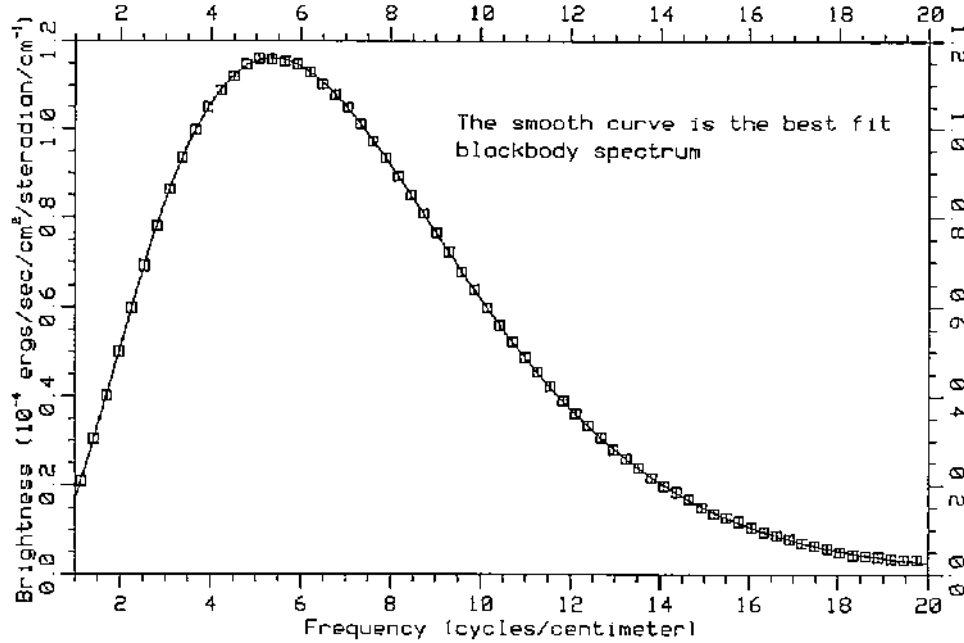


FIGURE 3.4 – Corps noir à $T = 2.735 \pm 0.06$ K, mesuré pour le rayonnement de fond cosmologique. Les mesures, effectuées ici pour la première fois en 1990 par le satellite COBE, sont représentées par les carrés. La courbe continue montre un ajustement parfait utilisant une courbe de Planck (Mather et al. 1990, *Astrophysical Journal* 354, L37).

3.4 Effet Doppler-Fizeau

Le rayonnement électromagnétique que l'on reçoit des astres est modifié par les interactions avec le milieu dans lequel il se propage, mais également par les déplacements des astres les uns par rapport aux autres. Ainsi la **vitesse radiale** d'un astre par rapport à un autre induit un changement de longueur d'onde **apparent** connu sous le nom de **décalage Doppler-Fizeau**.

C'est le physicien autrichien Doppler qui proposa de façon théorique ce changement apparent de longueur d'onde, en 1842, pour expliquer les différences de couleur entre les composantes d'étoiles binaires. En 1848, le physicien français Fizeau proposa également une application aux ondes électromagnétiques. C'est dans le domaine des ondes sonores que l'effet est mesuré pour la première fois, par le chercheur néerlandais Ballot.

Le changement de longueur d'onde dû au mouvement relatif d'une source S par rapport à un observateur est donné par

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v_S \cos \theta}{c}, \quad (3.39)$$

où $v_S = \|\vec{v}_S\|$, est la norme du vecteur vitesse de la source par rapport à l'observateur, et où θ est l'angle entre ce vecteur vitesse et la ligne joignant la source à l'observateur (Fig. 3.5). La longueur d'onde intrinsèque de la source est λ_0 et la longueur d'onde observée est λ .

Dans le cas de mouvements relativistes, comme cela peut être le cas en astrophysique, on a :

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \gamma(1 + \beta \cos \theta), \quad (3.40)$$

où $\beta = v_S/c$ et où γ est le facteur de Lorentz, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. On pose enfin, par définition

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 + z \quad (3.41)$$

où z est une quantité sans dimension appelée **décalage vers le rouge**. On notera que β est une quantité signée. Dans les conventions adoptées ici, elle est positive quand la source s'éloigne de l'observateur et négative lorsqu'elle s'en approche.

L'effet Doppler-Fizeau peut se comprendre directement en se plaçant dans le cas relativiste, le cas classique s'obtenant par un passage à la limite quand $v_S \ll c$. Considérons un **observateur fixe dans un repère galiléen** et une source à une distance D quelconque. On se place dans le cas où la source s'éloigne de l'observateur à la vitesse $\vec{v}_S$.

Considérons ensuite que l'onde se propageant de la source vers l'observateur est une succession de signaux de durée infiniment courte, séparés par un temps $\Delta\tau_e$. Ce temps est mesuré dans le référentiel de la source, c'est-à-dire dans le **temps propre** de la source. Il correspond, dans le référentiel de l'observateur, à un temps $\Delta t_e = \gamma \Delta\tau_e$.

Pendant cette durée, le déplacement de la source, projeté sur la ligne de visée vaut $\Delta x = v_S \gamma \Delta\tau_e \cos\theta$. Un signal émis par la source un temps $\Delta\tau_e$ après un premier signal pris pour référence à $\tau_e = 0$ doit donc se propager un temps $\Delta t_e = \Delta x/c$ supplémentaire pour arriver à l'observateur. Autrement dit, le temps total qui s'écoule, pour l'observateur, entre la réception d'un signal et le suivant est

$$\begin{aligned} \Delta t_r &= \Delta t_e + \frac{v_S}{c} \Delta t_e \cos\theta \\ &= (1 + \beta \cos\theta) \gamma \Delta\tau_e \end{aligned} \quad (3.42)$$

Pour une source s'éloignant de l'observateur $\Delta t_r > \Delta\tau_e$, et pour une source s'approchant de l'observateur, $\Delta t_r < \Delta\tau_e$. Or, Δt_r est la période de l'onde à la réception (longueur d'onde observée λ), et $\Delta\tau_e$ est sa période à l'émission (longueur d'onde intrinsèque λ_0). On a donc bien

$$\frac{\Delta t_r}{\Delta\tau_e} = \frac{\lambda}{\lambda_0} = (1 + \beta \cos\theta) \gamma \quad (3.43)$$

L'effet Doppler-Fizeau est extrêmement important en astrophysique et intervient tant localement, dans le système Solaire, que pour se représenter l'expansion de l'Univers. Il intervient également en dynamique des galaxies, dans la recherche des exoplanètes, ou même dans l'étude des mouvements de la Terre. Enfin, il est responsable de nombreux effets **de distorsions des raies d'émissions ou d'absorptions** observées dans les spectres.

3.5 Focalisation relativiste

Des astres se déplaçant à des vitesses relativistes voient leur rayonnement altéré. Plus précisément, des photons émis de façon isotrope par une source en mouvement, sont vus par un observateur comme s'ils étaient émis par la source dans un cône dont l'axe de révolution est dans le sens du mouvement et dont l'angle d'ouverture dépend de la vitesse de la source. Autrement dit, un rayonnement isotrope se transforme en un rayonnement émis dans une direction privilégiée : celle du mouvement. On dit qu'il y a **focalisation relativiste**.

Considérons un corps se déplaçant le long de la ligne de visée en émettant des photons de façon isotrope. On choisit l'axe des x le long de la ligne de visée et orienté positivement pour des astres "fuyant" l'observateur ($\beta > 0$). Dans le repère lié au corps en mouvement à la vitesse $v = \beta c$, un photon émis par l'astre a une énergie $E' = p'c$. Si le photon est émis dans une direction θ' par rapport à l'axe des x , son quadri-vecteur impulsion dans le repère lié à l'astre est,

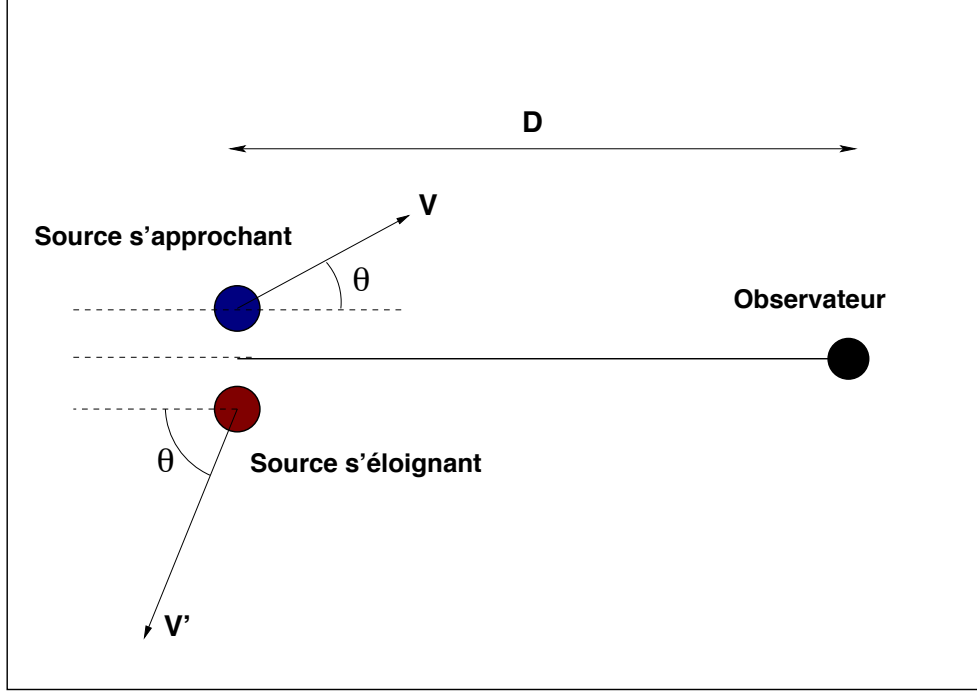


FIGURE 3.5 – Représentation schématique du changement apparent de longueur d'onde du rayonnement émis par deux sources en mouvement par rapport à l'observateur. La source est vue plus bleue que la réalité lorsqu'elle s'approche de l'observateur (longueur d'onde plus courte). Elle est vue plus rouge lorsqu'elle s'en éloigne (longueur d'onde plus grande). Seule intervient la composante radiale de la vitesse.

$$\vec{P} = (p', p' \cos \theta', p' \sin \theta', 0). \quad (3.44)$$

Si l'on écrit son quadri-vecteur impulsion dans le référentiel de l'observateur

$$\vec{P} = (p, p \cos \theta, p \sin \theta, 0). \quad (3.45)$$

et que l'on utilise les transformations de Lorentz pour transcrire le fait que le quadri-vecteur impulsion $\vec{P}$ se conserve, on obtient

$$\begin{aligned} p' &= \gamma p - \gamma \beta p \cos \theta \\ p' \cos \theta' &= \gamma p \cos \theta - \gamma \beta p \end{aligned} \quad (3.46)$$

En prenant le rapport entre les deux équations on obtient

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (3.47)$$

qui montre bien que l'angle d'émission dans le référentiel lié à l'astre, θ' , diffère de l'angle mesuré dans le référentiel lié à l'observateur. La Figure 3.6 donne une représentation graphique de l'équation (3.47) pour différentes valeurs de β .

La lumière étant orientée préférentiellement dans le sens du mouvement de la source, et l'énergie totale émise étant la même que l'on se place dans le référentiel de la source ou de l'observateur, on voit que l'énergie reçue par l'observateur change selon sa position par rapport au mouvement (c'est-à-dire en fonction de θ'). Un calcul relativiste complet permettrait de montrer que l'intensité spécifique moyenne J_ν reçue par l'observateur s'exprime sous la forme

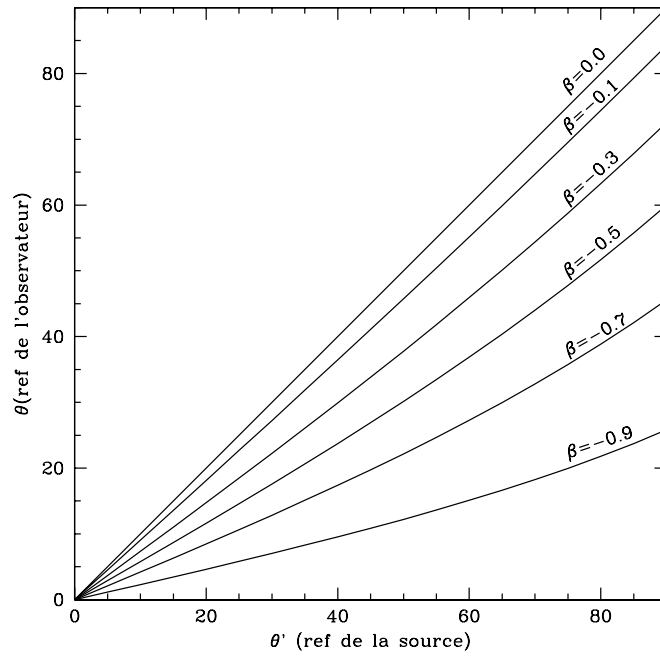


FIGURE 3.6 – Angle d’émission d’un photon par une source en mouvement à la vitesse $v = \beta/c$ “venant” vers l’observateur ($\beta < 0$), tel que calculé dans l’équation (3.47). L’angle θ' est celui dans le référentiel de la source, et θ est l’angle tel qu’il serait mesuré dans le référentiel de l’observateur. Pour $|\beta| \ll 1$, les deux angles sont égaux, puisque les vitesses sont non-relativistes.

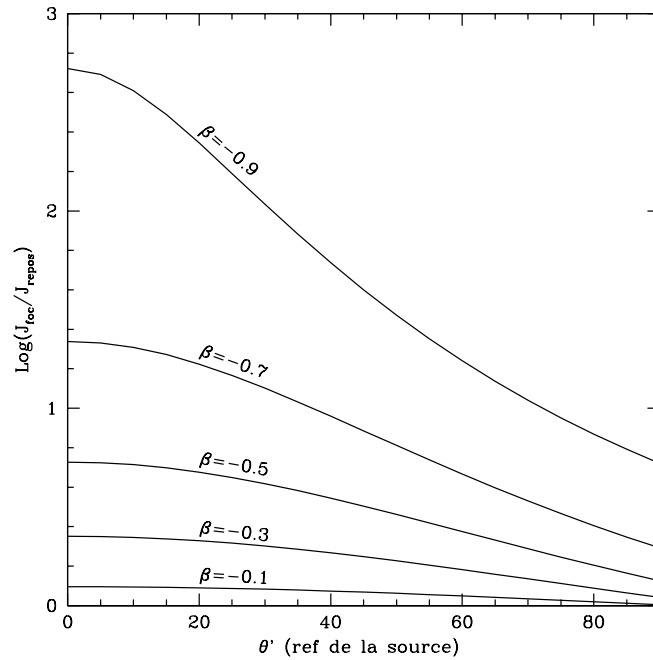


FIGURE 3.7 – Amplification apparente de la luminosité d’un objet en mouvement relativiste par rapport à l’observateur tel que calculé dans l’équation (3.48). Comme dans la Figure 3.6 le mouvement est vers l’observateur. Les courbes donnent l’amplification en échelle logarithmique pour différentes valeurs de β , en fonction de l’angle de vue sous lequel l’observateur regarde la source. Des amplifications de près d’un facteur 10 (2.5 magnitudes) sont facilement possibles dès que $|\beta| > 0.6$.

$$\frac{J_\nu(\text{foc})}{J_\nu(\text{repos})} = \left(\frac{1}{\gamma(1 + \beta \cos \theta')} \right)^2 \quad (3.48)$$

La Figure 3.7 donne une représentation graphique de l'équation (3.48) en échelle logarithmique, pour un astre venant vers l'observateur ($\beta < 0$). On voit que déjà pour des vitesses de l'ordre de $0,3c$ et de petits angles de vue, la focalisation relativiste peut rendre un astre près de 2-3 fois plus brillant qu'il ne l'est en réalité.

Les phénomènes astrophysiques les plus concernés par cet effet sont les jets relativistes dans l'environnement de trous noirs, les enveloppes gazeuses en expansion rapide, comme dans les supernovae et les flash- γ extragalactiques.

3.6 Compléments vus au cours

Rayonnement synchrotron ou "de freinage", polarisation de la lumière, la diffusion dans un gaz et par des poussières, applications de l'effet Doppler-Fizeau, illustration de la focalisation relativiste. Processus d'émission et d'absorption de la lumière. Rayonnements continu et de raies.

Chapitre 4

Mouvements de la Terre et systèmes de coordonnées

Identifier des objets sur la voûte céleste peut paraître un problème simple. Il l'est, si on se limite à un système de repérage dont la validité est limitée dans le temps. Les mouvements des astres sont en effet tous extrêmement lents à l'échelle d'une vie humaine. Il est alors simple de choisir des astres en apparence fixes pour définir un système de coordonnées absolu.

Les **constellations**, sont des groupes apparents d'étoiles brillantes qui semblent former des figures géométriques sur la voûte céleste. Elles permirent dans l'antiquité de se repérer sur la voûte céleste et sont d'ailleurs encore utilisées par les astronomes, soit lorsqu'ils s'attachent à l'étude des étoiles les plus brillantes, soit pour savoir rapidement à quelle période de l'année un objet donné est visible pendant la nuit.

L'un des atlas célestes les plus connus est celui de J. Bayer, publié à Augsbourg en 1603. Une lettre grecque est attribuée à chaque étoile des constellations, le plus souvent représentant des divinités ou personnages des mythologies Grecque, Romaine ou Arabe. La voûte céleste étant une sphère, il est naturel que les premières cartes célestes aient en fait été des globes célestes, comme ceux de Mercator, en 1551 et dont une portion est montrée dans la Figure 4.1.

4.1 Systèmes de coordonnées en astrophysique

Il est possible de définir une multitude de systèmes de coordonnées. Tous ont leurs limitations quant à leur validité dans le temps et quant à la précision qu'ils permettent d'atteindre sur la position des astres. Deux de ces systèmes sont adaptés à la plupart des problèmes astrophysiques. L'un d'eux est lié à l'observateur, et l'autre est une extrapolation à la voûte céleste du système de coordonnées terrestres.

4.1.1 Un repère lié à l'observateur

Le plan tangent à la surface de la Terre, là où se trouve l'observateur, permet de définir des directions et points privilégiés formant une base. Bien que cette base bouge par rapport à un repère absolu ou lorsque se déplace l'observateur, elle est largement utilisée en astrophysique. La Figure 4.2 illustre un tel repère. On définit ainsi :

- l'**horizon**, ainsi que les quatre directions cardinales : nord, ouest, est et sud,
- le **zénith**, au-dessus de l'observateur, selon la verticale du lieu,
- le **nadir** est la direction opposée au zénith,
- Les **pôles célestes** nord et sud qui sont les points de la voûte céleste vers lesquels pointe l'axe de rotation de la terre. L'**étoile polaire** se trouve proche (angulairement) du pôle céleste nord.



FIGURE 4.1 – Partie d'un globe céleste construit par Mercator en 1551. Les constellations australes du Centaure, du Loup et du Scorpion sont bien visibles ici. L'étoile la plus brillante de la constellation du Centaure, α du Centaure, est aussi la plus proche de notre système solaire, avec 4.7 al de distance.

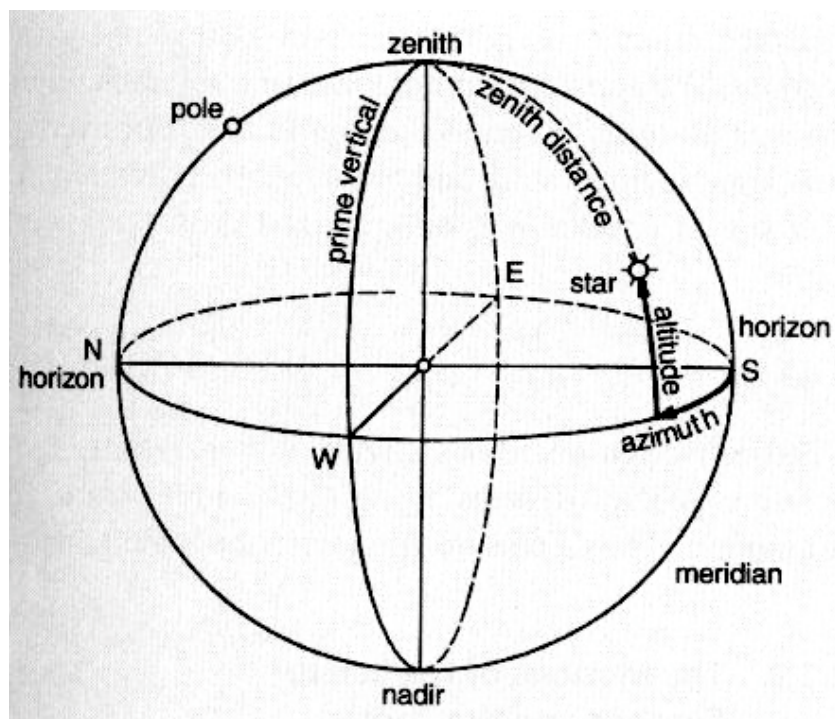


FIGURE 4.2 – Système de coordonnées lié à l'observateur, où est montrée la position d'une étoile à un instant donné : sa hauteur, h , au-dessus de l'horizon, et son azimut.

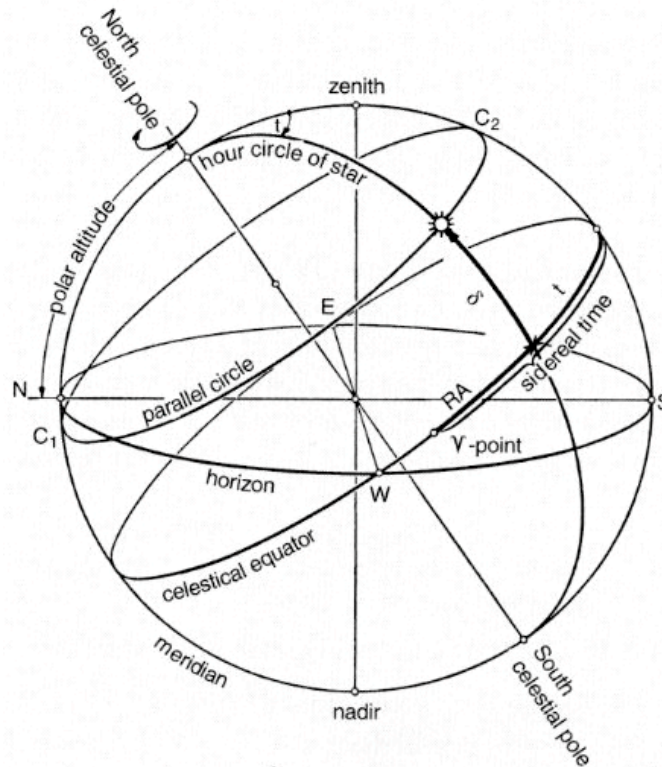


FIGURE 4.3 – Coordonnées équatoriales d'un astre. L'ascension droite, α , et la déclinaison, δ , sont indépendantes du lieu d'observation et sont liées au point vernal γ . L'angle horaire varie au cours de la nuit.

- Le **méridien du lieu**, qui désigne un cercle imaginaire passant par les deux pôles célestes, le zénith, et le nadir.
- Le **vertical principal**, qui est le plan perpendiculaire au méridien, et qui passe donc d'est en ouest ainsi que par le zénith et le nadir.

Dans ce système de coordonnées, fixe par rapport à la Terre, mais en mouvement par rapport à la voûte céleste on définit deux coordonnées :

1. L'**azimut**, a , mesuré le long de l'horizon, à partir du sud. L'azimut est un angle, compté positivement depuis le sud, vers l'ouest.
2. La **hauteur**, h , mesurée depuis l'horizon ($h = 0^\circ$), vers le zénith ($h = +90^\circ$).

Comme la terre tourne autour de son axe nord-sud, l'azimut et la hauteur d'un astre changent au cours du temps. Alors que ce système de coordonnées parfois appelé **altazimutal** convient bien au suivi d'un astre au cours de la nuit, il est inadapté à l'établissement de cartes célestes. Il est pour cela nécessaire de considérer un système de coordonnées qui reste fixe par rapport au ciel, mais qui se déplace par rapport à nous au cours du temps.

4.1.2 Un repère lié à la voûte céleste : les coordonnées équatoriales

Le système des **coordonnées équatoriales** est fixe par rapport à la voûte céleste. Les deux coordonnées le caractérisant sont :

1. L'**ascension droite**, α (notée aussi AR), est l'angle mesuré le long de l'**équateur céleste**. Il est positif vers l'est et est nul au **point vernal**, γ . Le point vernal est donné par la position du soleil à l'équinoxe de printemps. L'équateur céleste peut être vu comme le prolongement à

l'infini de l'équateur terrestre. L'ascension droite est mesurée en heures, minutes, secondes, plutôt qu'en degrés, du fait de la rotation de la terre en 24 h.

2. La **déclinaison**, δ , d'un astre est l'angle entre l'équateur céleste et l'astre, mesuré positivement dans la direction du pôle céleste nord. La déclinaison est comprise entre $+90^\circ$ (pôle nord) et -90° (pôle sud).

La Figure 4.3 montre les différents axes et angles liés au système de coordonnées équatoriales. Tout le système de coordonnées bouge par rapport à la Terre au cours du temps. On définit donc deux données supplémentaires, pour connaître à tout moment la position du système de coordonnées par rapport à la Terre. Il s'agit de l'**angle horaire**, t , qui est l'angle entre le méridien et l'astre considéré. L'angle horaire est mesuré le long de l'équateur céleste, positivement vers l'ouest. Par ailleurs, le **temps sidéral**, TS , est l'angle horaire du point vernal au moment de l'observation. C'est lui qui mesure la rotation du système de coordonnées par rapport à la terre. Le temps sidéral est donc aussi l'ascension droite d'un objet passant au méridien à un moment donné. On a donc :

$$TS = \alpha + t \quad (4.1)$$

En un jour une étoile trace sur la sphère céleste un cercle dont le plan est parallèle à l'équateur céleste et qui coupe le méridien en deux points, C1 et C2 dans la Figure 4.3. L'étoile coupe le méridien toutes les 12 h. Au point C2, elle est au plus haut au-dessus de l'horizon, C2 s'appelle la **culmination supérieure**. Quand l'astre est en C2, on dit aussi qu'il "est au méridien" et son ascension droite est alors égale au temps sidéral. Les horloges placées dans les coupoles d'observation indiquent toujours le temps sidéral, ce qui permet de savoir quel objet culmine au plus haut à l'heure indiquée par l'horloge. Le point C1 est le point de **culmination inférieure**. Il est situé sous l'horizon pour tous les objets dont la déclinaison est inférieure à la latitude du lieu. Les objets dont la déclinaison est supérieure à la latitude du lieu ont leurs points C1 et C2 tous deux au-dessus de l'horizon et sont visibles toute la nuit. Ils sont dits **circumpolaires**.

De manière plus générale, la hauteur de culmination supérieure, $h_{\max}$, d'un astre de déclinaison δ au-dessus d'un lieu de latitude ϕ est $h_{\max} = 90^\circ - |\phi - \delta|$. La hauteur de culmination minimum $h_{\min}$ est $h_{\min} = -90^\circ + |\phi + \delta|$, ce qui est immédiat d'après la Figure 4.3.

4.2 Les mouvements de la Terre et ses conséquences

La Terre, comme les autres planètes du système solaire subit un mouvement de rotation autour de son axe, et de révolution autour du Soleil. La combinaison de ces deux mouvements a des conséquences directes sur notre perception de l'Univers et même sur notre vie quotidienne, comme la succession des jours et des nuits, ou encore comme le phénomène de saison.

4.2.1 Les saisons, solstices et équinoxes

La rotation de la Terre, **d'ouest en est** est appelée le **mouvement diurne**. Il donne l'impression à un observateur terrestre que les astres tournent autour de lui, se levant à l'est et se couchant à l'ouest.

La durée d'une rotation complète est de 23 h 56 min 4 sec. Cette durée est appelée le **jour sidéral**. La période de rotation sidérale correspond au temps qu'il faut attendre pour voir un astre lointain, au même endroit dans le ciel.

La **durée du jour** est différente de la durée du jour sidéral car le Soleil bouge par rapport à la voûte céleste. La durée du jour correspond au temps qu'il faut attendre pour voir **le Soleil au même endroit dans le ciel**. Comme la Terre est beaucoup plus proche du Soleil que des autres astres, et comme elle tourne autour de lui dans le même sens qu'elle tourne autour de son propre axe, la durée du jour est plus longue que celle du jour sidéral. Cette durée définit la période de **rotation synodique** de la Terre, qui est de 24 h. A l'exception de Vénus, toutes les planètes ont une rotation d'ouest en est. La durée du jour, sur Vénus est donc plus courte que le jour sidéral.

La révolution de la Terre autour du Soleil se fait dans un plan appelé **l'écliptique**, qui n'est pas coplanaire avec le plan de l'équateur terrestre. L'angle entre ces deux plans est de $23^\circ 27'$, comme

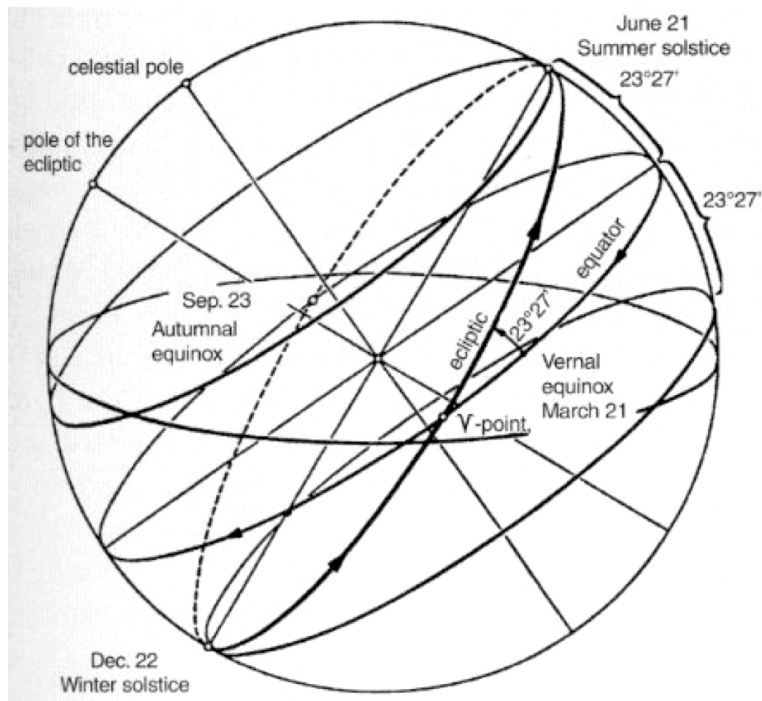


FIGURE 4.4 – Illustration de l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre sur l'ecliptique, et ses conséquences : les tropiques, les cercles polaires, les équinoxes et les solstices.

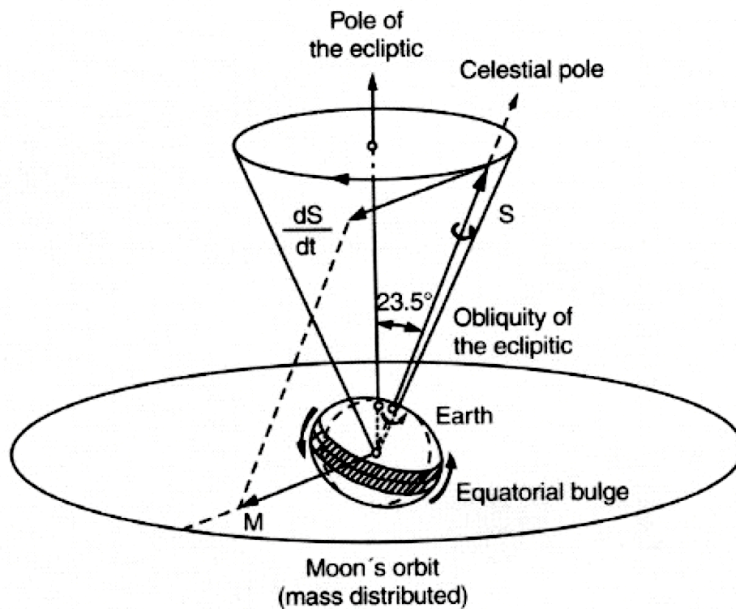


FIGURE 4.5 – Précession de l'axe de rotation de la Terre, due à l'action de la Lune sur le renflement équatorial de la Terre. Le couple de forces exercé par la Lune donne lieu à un moment qui change le moment cinétique de la Terre et le fait tourner comme une toupie.

le montrent les Figures 4.4 et 4.5. Cette inclinaison donne lieu aux **saisons**. Le jour de l'année où le Soleil culmine au plus haut dans le ciel correspond au **solstice d'été**, le 21 juin. Sa hauteur au-dessus de l'horizon est alors $h_{\max} = 90^\circ - \phi + 23^\circ 27'$. Le 22 décembre, la hauteur du Soleil au-dessus de l'horizon atteint son minimum. On est alors au **solstice d'hiver** et $h_{\min} = 90^\circ - \phi - 23^\circ 27'$. On note deux autres positions remarquables de la Terre sur son orbite, le 21 mars et le 21 septembre, correspondant aux équinoxes de printemps et d'automne respectivement, dates auxquelles la durée du jour est égale à la durée de la nuit pour tous les points de la Terre.

C'est la valeur de l'inclinaison entre l'écliptique et le plan de l'équateur qui définit les tropiques, et les cercles polaires. **Les tropiques** sont les lieux de la Terre dont la latitude est telle que le Soleil passe au zénith le 21 juin (ou le 22 décembre dans l'hémisphère sud). Autrement dit, $h_{\max} = 90^\circ$, ce qui implique que $\phi = \pm 23^\circ 27'$. Le **tropique du Cancer** correspond à une latitude de $\phi = +23^\circ 27'$, et le **tropique du Capricorne** correspond à $\phi = -23^\circ 27'$.

De manière similaire, on définit les **cercles polaires** comme les lieux de la Terre où le Soleil "rase" l'horizon le 21 juin (ou le 22 décembre), soit $h_{\max} = 0^\circ$, et donc $\phi = \pm 66^\circ 33'$. Le **Soleil de minuit** est donc visible le 21 juin depuis le cercle polaire nord et le 22 décembre depuis le cercle polaire sud.

La zone comprise entre les deux tropiques s'appelle le **zodiaque**, où se trouvent les constellations concernées par l'astrologie. On compte 13 constellations dans le zodiaque, et non pas 12 comme souvent admis.

4.2.2 Précession et nutation

Le point vernal, origine du système de coordonnées équatoriales, n'est pas fixe par rapport à la voûte céleste mais se déplace dans le plan de l'équateur céleste à raison de $50''$ par an. Il faut donc toujours associer aux coordonnées équatoriales une date de référence. Comme le point vernal est relié aux équinoxes, on rapporte toujours les coordonnées équatoriales à une équinoxe de référence. Les coordonnées en usage à ce jour sont rapportées à l'équinoxe de printemps de l'an 2000. Par définition, l'ascension droite du Soleil à l'équinoxe de printemps de l'année en cours est $RA = 0$ h. Par contre la position du Soleil à une équinoxe quelconque n'est pas $RA = 0$ h.

Le mouvement du point vernal est dû aux forces de marées que subit la Terre de la part de la Lune et du Soleil qui exercent un couple et donc un moment $\vec{M}$, dans un plan environ perpendiculaire à l'axe des pôles (Fig. 4.5). Ce moment de forces modifie le moment cinétique $\vec{L}$ de la Terre puisque par définition $\vec{M} = d\vec{L}/dt$. Le mouvement imposé à l'axe des pôles s'appelle la **précession** selon un cône, dont l'angle d'ouverture est de 23.5° . Comme le point vernal subit ce mouvement aussi, on dit souvent que les coordonnées équatoriales subissent le mouvement de **précession des équinoxes**. La période de précession est de 25700 ans.

En plus de la précession, l'axe des pôles oscille légèrement, décrivant une petite ellipse dont le grand axe est de $18.42''$ et le petit axe de $13.72''$. Ce mouvement est connu sous le nom de **nutation** et a une période de 18.6 ans. Il faut bien sûr en tenir compte dans la correction des coordonnées équatoriales, même si son amplitude reste faible devant celle de la précession.

4.2.3 Marées et déformation de la Terre

En plus du renflement équatorial, la Terre subit des déformations supplémentaires dues aux forces de marée de la Lune. Ces dernières trouvent leur origine dans la taille non négligeable des corps en interaction devant les distances qui les séparent. Si la Terre, de rayon $r_\oplus$ se trouve à une distance r de la Lune, de masse M , l'accélération de marée $\vec{a}_m$ ressentie à sa surface est :

$$\begin{aligned} ||\vec{a}_m|| &= \frac{GM}{r^2} - \frac{GM}{(r + r_\oplus)^2} \\ &\simeq -2\frac{GM}{r^3}r_\oplus \end{aligned}$$

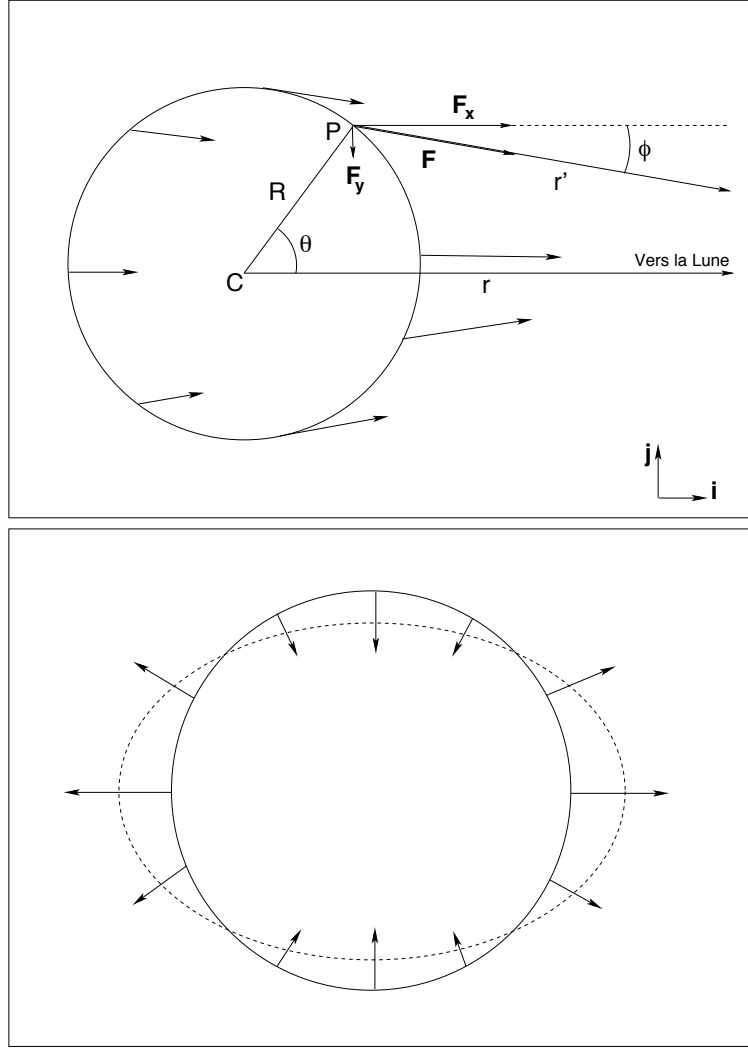


FIGURE 4.6 – **En haut** : Forces exercées par la Lune en différents points de la Terre. **En bas** : Force (ou accélération) différentielle ressentie par un observateur en différents points de la Terre. Ce sont ces forces différentielles qui donnent sa forme ovoïde à la Terre .

qui aurait pu aussi s'écrire comme la différentielle de l'accélération exercée par la Lune sur la Terre, à la distance r :

$$\begin{aligned} ||\vec{a}_m|| &= \frac{d}{dr} \left(\frac{GM}{r^2} \right) dr \\ &= -2 \frac{GM}{r^3} dr \end{aligned} \quad (4.2)$$

Pour la Terre, l'accélération différentielle due à la force de marée par rapport à l'accélération terrestre $a_\oplus$ est $a_m/a_\oplus \sim 10^{-7}$. On voit par ailleurs que la force de marée du Soleil sur la Terre est négligeable par rapport à celle de la Lune malgré la grande taille du Soleil, car l'accélération différentielle de marée est proportionnelle à l'inverse du cube de la distance.

Examinons l'action de la force de gravitation de la Lune en différents points de la surface terrestre, comme indiqué dans la Figure 4.6. L'accélération différentielle ressentie en un point P de la surface terrestre par rapport à celle au centre C de la Terre s'écrit :

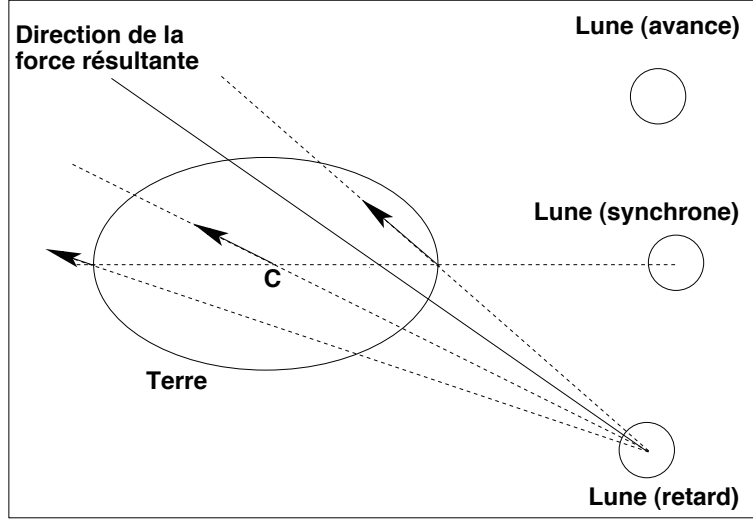


FIGURE 4.7 – Illustration de l'accélération et de l'éloignement de la Lune. La résultante du couple de force due à la forme ovoïde de la Terre possède une composante tangentielle à l'orbite lunaire, qui l'accélère. On note que la Terre et la Lune tournent dans le même sens, le sens trigonométrique dans la Figure.

$$\vec{a}_P - \vec{a}_C = GM \left(\frac{\cos \phi}{r'^2} - \frac{1}{r^2} \right) \vec{i} - \left(\frac{GM}{r'^2} \sin \phi \right) \vec{j} \quad (4.3)$$

où M est la masse de la Lune. Les autres notations sont celles reprises dans la Figure 4.6. On peut par ailleurs écrire r' en fonction des autres grandeurs géométriques :

$$\begin{aligned} r'^2 &= (r - R \cos \theta)^2 + (R \sin \theta)^2 \\ &\simeq r^2 \left(1 - \frac{2R}{r} \cos \theta \right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

En substituant dans l'équation (4.3), on obtient

$$\vec{a}_P - \vec{a}_C = \frac{GM}{r^2} \left[\cos \phi \left(1 + \frac{2R}{r} \cos \theta \right) - 1 \right] \vec{i} - \frac{GM}{r^2} \left[1 + \frac{2R}{r} \cos \theta \right] \sin \phi \vec{j} \quad (4.5)$$

La distance Terre-Lune étant très grande devant le rayon terrestre, on se place enfin dans la limite des petits angles, c'est-à-dire, $\phi \ll 1$ et aussi $\sin \phi = R/r \sin \theta$, pour arriver à

$$\vec{a}_P - \vec{a}_C \simeq \frac{GMR}{r^3} \left(2 \cos \theta \vec{i} - \sin \theta \vec{j} \right) \quad (4.6)$$

Cette accélération différentielle est une quantité vectorielle dont la Figure 4.6 donne une représentation graphique. Le bilan global est que la Terre subit un renflement similaire à celui d'un ballon de rugby, dont le grand axe serait orienté vers la Lune.

Attention, le renflement de la Terre dû aux effets de marées est à **ne pas confondre avec l'aplatissement de la Terre** au niveau des pôles, dû uniquement à la rotation de la Terre sur elle-même.

4.2.4 Eloignement de la Lune et rotation synchrone

Le moment cinétique de la Terre change non seulement d'orientation (précession), mais aussi de norme. Il diminue du fait de la friction de l'eau au fond des océans. Le moment cinétique perdu par la Terre est transféré à la Lune puisque le système Terre-Lune est isolé. Si M est la masse de la Lune et ω sa vitesse angulaire autour de la terre, le gain de moment cinétique de la Lune se situant à la distance r de la Terre peut s'écrire :

$$\begin{aligned}\dot{L} &= M \frac{d}{dt}(\omega r^2) \\ &= M(\dot{\omega} r^2 + 2\omega \dot{r} r)\end{aligned}\quad (4.7)$$

Par ailleurs la troisième loi de Kepler impose que $\omega^2 r^3 = \text{cste}$, dont on tire que :

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(\omega^2 r^3) &= 0 \\ \omega r [2\dot{\omega} r^2 + 3\omega \dot{r} r] &= 0\end{aligned}\quad (4.8)$$

En reportant $\dot{\omega} r^2$ dans l'équation (4.7) on déduit que :

$$\dot{L} = \frac{1}{2} M \omega r \dot{r} \quad (4.9)$$

Comme la Lune gagne du moment cinétique on doit avoir $\dot{L} > 0$ et donc aussi $\dot{r} > 0$. Autrement dit, la Lune gagne du moment cinétique en s'éloignant progressivement de la Terre. Du fait de la troisième loi de Kepler la période de révolution de la Lune $P = 2\pi/\omega$ augmente. La mesure précise de la distance Terre-Lune est possible grâce à des tirs laser depuis un télescope au sol sur des miroirs disposés à la surface de la Lune. La mesure précise du temps nécessaire aux photons pour effectuer un aller-retour Terre-Lune donne la distance. Le taux d'éloignement ainsi mesuré est de $3,7 \pm 0,2$ cm an⁻¹.

On pourrait également constater l'accélération de la Lune sur son orbite en observant que les éclipses de Soleil ne se répètent pas exactement tous les 6585 jours comme prédit par la mécanique céleste. L'accélération de la Lune réduit cette période de quelques heures.

L'éloignement de la Lune est dû au ralentissement de la Terre dû aux frictions des océans. Cet éloignement implique aussi une accélération de la Lune sur son orbite, comme schématisé dans la Figure 4.7. Le renflement terrestre le plus proche de la Lune attire plus la Lune que le renflement le plus éloigné. Comme la Terre et la Lune tournent dans le même sens et que la vitesse angulaire de la Terre est légèrement plus grande que celle de la Lune (Lune "en retard"), la résultante des forces possède une composante tangentielle à l'orbite lunaire, dans le sens de la rotation. La Lune est donc accélérée. Si la Lune tournait sur son orbite à une vitesse plus grande que la rotation de la Terre, elle serait ralentie par la Terre. A long terme, les moments cinétiques Terre-Lune s'équilibrent et la Lune tourne en phase avec la Terre. On dit que la Lune est en **rotation synchrone** avec la Terre.

Les forces de marées dues à la Terre sur la Lune déforment la Lune bien plus que la Lune ne déforme la Terre. La Lune est donc elle aussi ovoïde. Elle est d'ailleurs déjà en rotation synchrone avec la Terre, puisqu'elle lui montre toujours la même face. On a donc une synchronisation Terre-Lune 1 :1 déjà établie, due à l'action de la Terre sur la Lune, en plus de celle qui est en train de se mettre en place du fait de l'action de la Lune sur la Terre.

4.2.5 Parallaxe et aberration

La parallaxe et l'aberration consistent en un mouvement apparent des astres selon des ellipses de très faible amplitude. Ce mouvement n'est que le reflet, sur le ciel, du mouvement elliptique de la Terre.

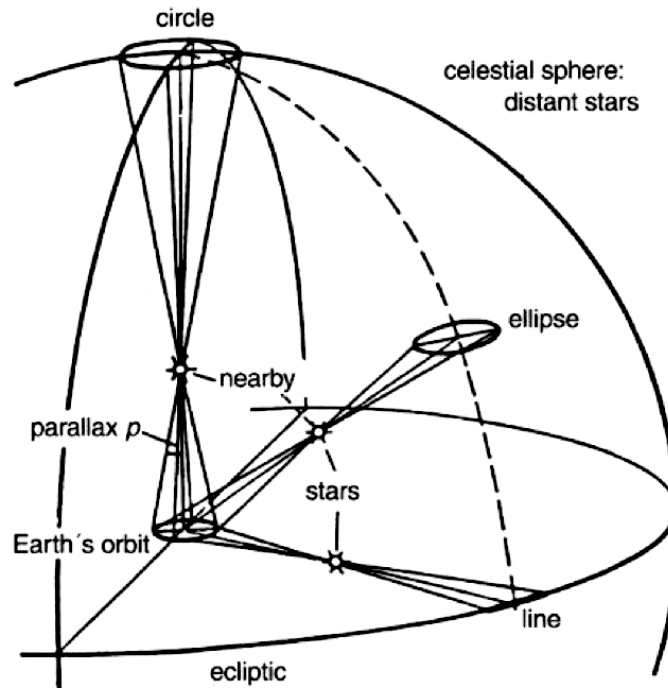


FIGURE 4.8 – Illustration de la parallaxe trigonométrique vue dans différentes directions. Un observateur regardant une étoile située sur un axe perpendiculaire à l'écliptique verra celle-ci décrire un cercle. Une étoile située dans le plan de l'écliptique oscillera sur une petite section de droite dont la moitié de la longueur est la parallaxe. Dans tous les autres cas, on observera une ellipse dont le demi grand axe est la parallaxe.

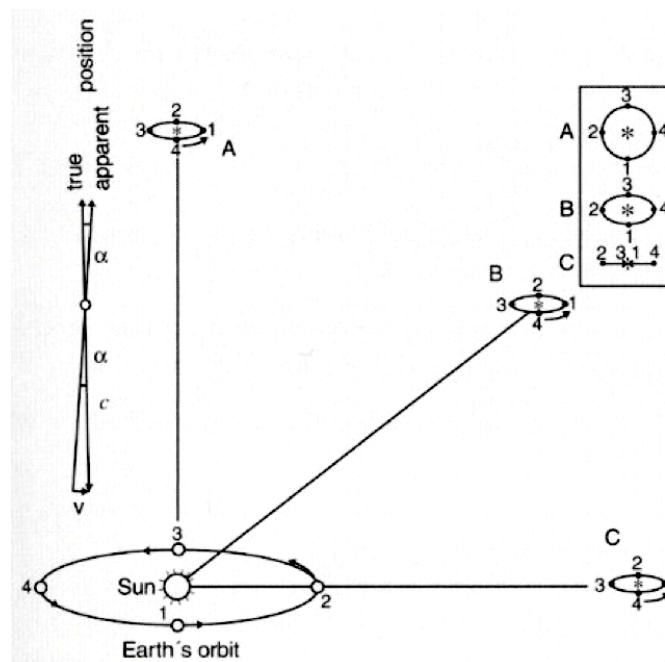


FIGURE 4.9 – Illustration du phénomène d’aberration dû à la vitesse finie de la lumière. L’effet est similaire à la parallaxe mais ne dépend que de la vitesse de la lumière, quelle que soit la distance à l’astre observé. Dans la figure, le symbole “ $\star$ ” indique la position réelle de l’astre.

On appelle **parallaxe trigonométrique** p d'un astre la longueur angulaire du demi grand axe de l'ellipse apparente qu'il décrit sur le ciel. Cette grandeur correspond, comme l'indique la Figure 4.8, à la projection du demi grand axe de l'orbite terrestre sur la voûte céleste. La parallaxe trigonométrique **dépend de la distance à l'astre**. Plus l'astre est distant, plus l'ellipse apparente est petite et donc plus la parallaxe est petite.

C'est en 1838 que fut mesurée la première parallaxe trigonométrique, par F.W Bessel, pour l'étoile 61 Cyg. La parallaxe mesurée alors est de $p = 0,293''$. Cette mesure confirmait non seulement le système de Copernic, mais consistait aussi en la première mesure d'une distance en dehors de notre système solaire. L'étoile la plus proche de nous, Proxima Centauri a une parallaxe de $p = 0,76''$.

La précession des parallaxes mesurées au XX^e siècle est de l'ordre de $0,01''$, en utilisant des plaques photographiques. Le satellite de l'ESA, HIPPARCOS (HIgh Precision PARallax COLlecting Satellite), lancé en 1989, avait une précision de $0,001''$. GAIA (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics), également une mission de l'ESA, sera lancé en 2011 et aura une précision de 20 micro secondes d'arc.

Mesurer une parallaxe de $p = 1''$ signifie que l'angle sous-tendu par 1 UA, à la distance d en question, est de $1''$. On tire alors $d = 206'265$ UA, que l'on appelle le parsec (contraction de *parallaxe* et de *seconde*). Le parsec est la principale unité de mesure de distances en astrophysique. On la convertit en diverses unités selon :

$$\begin{aligned} 1 \text{ pc} &= 3,086 \times 10^{16} \text{ m} = 3,26 \text{ al} \\ 1 \text{ al} &= 0,946 \times 10^{16} \text{ m} = 0,31 \text{ pc} \end{aligned}$$

Une parallaxe mesurée en secondes d'arc correspond à une distance de $1/p$ en parsec. Par exemple 61 Cyg se trouve à une distance $d = 1/0,293 = 3,413$ pc ou 11,13 al.

La mesure de distances par la méthode des parallaxes reste limitée au voisinage du Soleil. Si l'on convertit par exemple directement la précision de GAIA en termes de distances on obtient que la distance maximum atteinte par ce satellite est $d_{\max} = 1/(2 \times 10^{-4}) = 5000$ pc, à comparer aux 15 Kpc de rayon de notre Galaxie.

L'aberration se manifeste de manière similaire à la parallaxe mais a une origine totalement différente. Mise en évidence par J. Bradley en 1728 lors de travaux sur la parallaxe des étoiles, l'aberration est due à la vitesse finie de la lumière : si un astre émet un signal lumineux, la Terre se sera légèrement déplacée sur son orbite le temps que le photon arrive. C'est la composante de vitesse de la Terre perpendiculaire à la direction d'observation qui est importante. Un astre, lorsqu'il est vu dans la direction du mouvement de la Terre, ne subit pas l'effet d'aberration, comme le montre la Figure 4.9.

L'angle d'aberration α , au moment d'une observation, est donné directement par le rapport entre la composante de vitesse de la Terre dans la direction perpendiculaire à la direction d'observation, et la vitesse de la lumière. Cet angle est maximal lorsque la Terre se déplace de façon tangentielle à la voûte céleste. Il vaut alors $\alpha = v/c = 20,49''$, où v est la norme du vecteur vitesse de la Terre. Cette ellipse est un cercle de rayon α dans la direction du pôle écliptique.

La principale différence entre la parallaxe et l'aberration est que la première ne dépend que de la distance à l'astre et que la deuxième ne dépend que de la vitesse de la lumière et de la vitesse de la Terre sur son orbite.

L'aberration est un phénomène tout à fait général dès que l'on observe depuis un référentiel en rotation. La rotation diurne de la Terre implique, elle aussi, un phénomène d'aberration (aberration diurne), qui reste négligeable par rapport à l'aberration annuelle.

4.3 Mesure du temps

4.3.1 Les heures et les jours

Les mouvements de la Terre et sa forme influencent directement notre perception du temps. La succession des jours et des nuits du fait de la rotation de la Terre, permet de définir le **temps solaire vrai** :

$$t_{\odot,\text{vrai}} = t_{\odot} + 12h \quad (4.10)$$

où $t_{\odot}$ est l'**angle horaire** du Soleil. Les 12 h de différence entre les deux temps reflètent le fait qu'il est midi lorsque le Soleil est au méridien ($t_{\odot} = 0$). Du fait de l'orbite elliptique de la Terre autour du Soleil et à cause de l'inclinaison de l'écliptique le temps solaire vrai change au long de l'année. On définit donc un temps solaire moyen basé sur un Soleil fictif qui se déplacerait uniformément le long de l'équateur durant le même temps requis par le vrai Soleil pour se mouvoir le long de l'écliptique. C'est l'angle horaire de ce Soleil fictif qui définit le temps solaire moyen de telle sorte que :

$$t_{\odot,\text{vrai}} - t_{\odot,\text{moy}} = \Delta t \quad (4.11)$$

La valeur de Δt au cours du temps est appelée **l'équation du temps**. Les valeurs extrêmes de Δt sont -14,3 minutes le 12 février, +3,7 minutes le 14 mai, -6,4 minutes le 26 juillet et +16,4 minutes le 4 novembre. Le temps solaire moyen dépend du méridien où l'on se trouve.

Afin de simplifier les transports et communications dans notre société, 24 zones de temps ont été constituées. Certaines zones sont prises pour références. Par exemple le méridien de Greenwich donne le Greenwich Mean Time (GMT). L'Europe centrale est dans le système du Central Mean Time (CET).

Pour des raisons scientifiques, il est parfois indispensable de coordonner les observations obtenues dans des endroits différents en utilisant le même temps. On définit donc le **temps universel**, comme le **temps solaire moyen au méridien de Greenwich**. On le note TU. Il vaut 0 heure à minuit. Par exemple 12.00 h TU correspond à 12.00 h GMT et à 13.00 h CET.

Au cours de l'année le Soleil moyen se déplace par rapport au point vernal à raison de 360° (ou encore 24 h) tous les 365 jours. Le jour solaire moyen est donc 24 h/360 j plus long que le jour sidéral, soit 3 minutes 56 secondes, comme déjà vu plus haut.

4.3.2 Les années

De la même manière que l'on définit le jour sidéral on peut définir l'**année sidérale**, comme étant le temps que l'on doit attendre entre deux passages successifs du Soleil en un même point de la voûte céleste. Ce temps est de :

$$1 \text{ année sidérale} = 365,25637 \text{ jours solaires moyens}$$

On définit aussi l'**année tropique**, qui est le temps entre deux passages du Soleil au point vernal. Comme ce dernier se déplace de $50,3''$ vers l'ouest, chaque année, l'année tropique est plus courte que l'année sidérale :

$$1 \text{ année tropique} = 365,24220 \text{ jours solaires moyens}$$

4.3.3 Le calendrier et les jours Juliens

Les calendriers que nous utilisons se fondent sur l'année tropique et contiennent un nombre entier de jours, pour des raisons pratiques.

$$1 \text{ année calendrier} = 365 + 1/4 - 3/400 \text{ jours solaires moyens}$$

Cette définition remonte au Calendrier Grégorien, introduit en 1582 par le pape Grégoire XIII. Tous les trois ans, l'année dure 366 jours solaires moyens, sauf pour les années qui correspondent à des siècles, non divisibles par 400. Ces années sont appelées les **années bissextiles**.

Si le calendrier avec des années à nombre entier de jours est pratique dans la vie courante, il l'est beaucoup moins sur de très longues échelles de temps, à cause du comptage des années bissextiles. Suivant une suggestion de J. Scaliger (1582), les **jours juliens** sont comptés de façon ininterrompue depuis la date arbitraire du 1^{er} janvier de l'année 4713 av. J.C. Chaque jour julien commence à 12.00 h TU. Le 1^{er} janvier 2000 à 12.00 h, le jour julien était 2451545.

Il n'existe bien sûr pas de temps astronomiques différents et que seule change la façon dont est mesurée le temps. De nos jours, le temps n'est plus défini par les mouvements des astres, mais par l'atome de Césium 133.

Chapitre 5

Observables et observations

Plus que tout autre domaine de la physique, l'astrophysique est une science de l'observation. De fait, la seule information que nous ayons de l'Univers nous vient de la lumière qu'il émet. L'expérience a peu de place en astrophysique et n'est possible que dans le système solaire où satellites, sondes et robots explorateurs peuvent se rendre "sur place" pour prélever et analyser des échantillons de roche ou d'atmosphère planétaire. Dans tous les autres cas, ce sont les ondes lumineuses qui nous renseignent sur la nature des objets célestes. Il n'est donc pas étonnant que l'un des problèmes majeur de l'astrophysique contemporaine vienne justement de la matière n'émettant pas de lumière, la matière dite "sombre" ou "noire".

Heureusement, nombre de phénomènes physiques donnent lieu à une émission de lumière, qui peut être analysée par différents moyens. La panoplie de télescopes, antennes, et récepteurs utilisés à cet effet, est très vaste. Le but de ce chapitre est d'en présenter les principaux acteurs, tout en effectuant un lien entre l'observation d'un signal lumineux et le phénomène physique qui lui a donné lieu.

5.1 Pourquoi utiliser des télescopes ?

Les rayonnements étudiés en astrophysique s'étendent des longueurs d'ondes les plus énergétiques, comme les rayons γ ou X, jusqu'aux longueurs d'ondes radio, en passant par la fenêtre très étroite de la lumière visible à laquelle nous sommes confrontés tous les jours.

Les techniques nécessaires d'abord à la réception du signal, puis à son analyse, sont si variées que la communauté astronomique peut presque se diviser en sous-groupes de chercheurs spécialisés dans un certain domaine de longueur d'onde. Ainsi, le monde de l'astrophysicien étudiant les sursauts γ , ultra énergétiques, nécessitant des observatoires spatiaux et des méthodes d'analyses sophistiquées, a peu en commun avec celui de l'astronome "optique" qui utilise des télescopes à miroir et des caméras CCD semblables à celles de nos appareils digitaux touristiques.

Les paramètres importants se cachant derrière cette apparente diversité sont en fait **la résolution spatiale** et le **pouvoir collecteur** des instruments d'observation. En effet, on cherche en astrophysique à obtenir des images non seulement **nettes**, mais aussi **profondes**. Les objets astronomiques sont si distants, que les flux de photons que nous recevons d'eux restent très faibles. Il faut donc collecter le plus possible de ces photons et les détecter le plus efficacement possible, grâce à des instruments de grand diamètre. Tel un entonnoir collectant les gouttes de pluie, le télescope collecte les photons. Plus son diamètre est grand, plus il collecte de photons et produit des données profondes, c'est-à-dire permettant de voir des objets de plus en plus distants, dans les "profondeurs" de l'Univers.

Les caractéristiques techniques de la quasi-totalité des instruments astronomiques sont dictées par ces deux contraintes que sont la résolution et le pouvoir collecteur. Elles doivent être adaptées à chaque problème astrophysique.

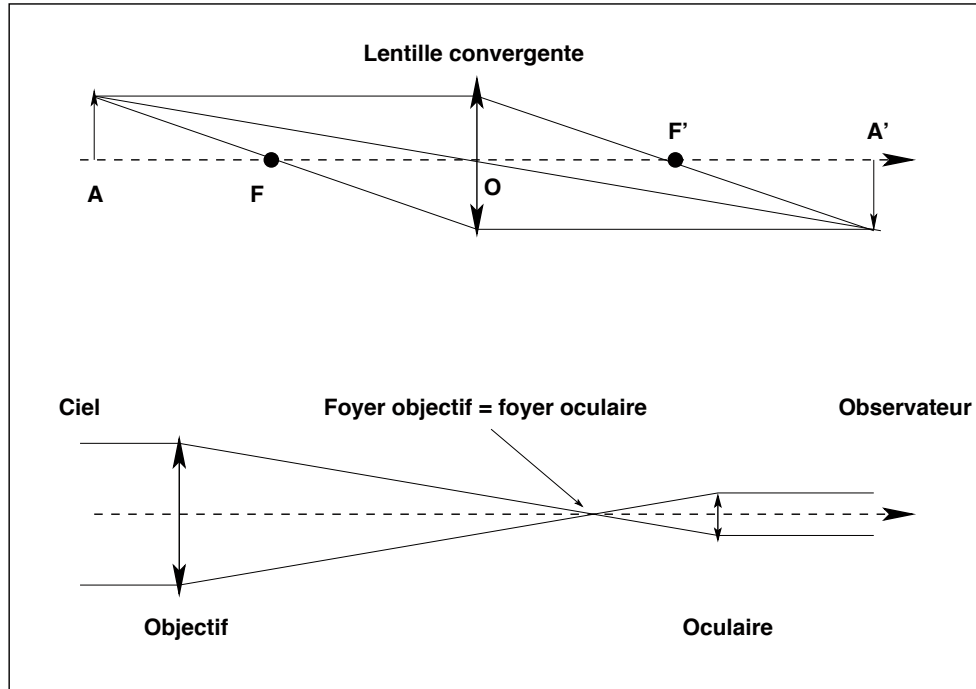


FIGURE 5.1 – Le schéma du haut illustre la formation d’une image A' d’un objet A , par une lentille convergente de distance focale $\overline{OF'}$. Cette lentille convergente peut être utilisée comme objectif pour construire une lunette astronomique, comme dans le schéma du bas.

5.1.1 Les premiers instruments

Du fait de la sensibilité de l’œil humain au rayonnement visible, le tout premier instrument astronomique jamais utilisé est bien évidemment dédié à la lumière visible. Il s’agit de la désormais célèbre **lunette astronomique** de Galilée, dont le but était surtout de grossir des objets distants plutôt que de collecter la lumière d’objets faibles. Son diamètre est modeste, 4 cm, et sa distance focale est grande.

La lunette astronomique consiste en la combinaison de deux lentilles, chacune caractérisée par un diamètre D et une focale f . Le rôle de la première lentille, l’objectif, est de concentrer la lumière en l’un de ses foyers, F ou F' (Fig. 5.1). Comme toute lentille convergente, l’objectif obéit à l’**équation de conjugaison**, qui relie la position d’une image A' d’un objet A à la distance focale $f = \overline{OF'}$ de la lentille :

$$\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{\overline{OF'}} \quad (5.1)$$

L’œil ne pouvant observer que des faisceaux de lumière parallèle, une deuxième lentille, l’**oculaire**, est utilisée pour grossir l’image formée au foyer de l’objectif et la renvoyer à l’infini. Pour cela, il faut que les foyers de l’objectif et de l’oculaire coïncident, comme dans le bas de la Figure 5.1. Le grandissement de l’image, défini comme le rapport entre la taille (angulaire) de l’objet original et la taille angulaire de son image, est simplement donné par le rapport des distances focales de l’objectif et de l’oculaire, $\gamma = f_{\text{objectif}}/f_{\text{oculaire}}$. Le grandissement de la lunette de Galilée ou du télescope de Newton (Fig. 5.2) était de l’ordre de 40 fois.

Les lunettes astronomiques les plus grandes ont des diamètres de l’ordre du mètre et il est très difficile, voire impossible de construire des lentilles plus grandes. La lunette de l’Observatoire de Yerkes, aux États-Unis (Fig. 5.3) reste à ce jour le plus grand réfracteur du monde. La limitation du diamètre des lunettes fait qu’elles ont été délaissées pour être remplacées par des télescopes à



FIGURE 5.2 – La lunette de Galilée (1564-1642), à gauche, et le télescope à miroir, à droite, présenté par Newton en 1672 à la “Royal Society” de Londres. Les deux instruments ont un diamètre d’environ 4 cm.

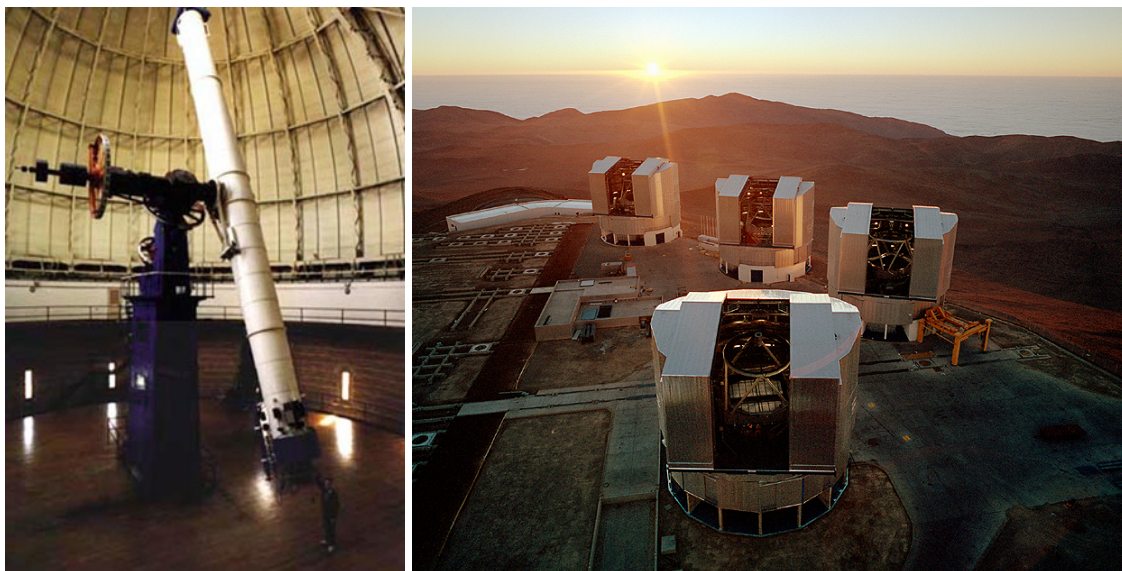


FIGURE 5.3 – A gauche, la grande lunette de l’Observatoire de Yerkes (Université de Chicago), de 102 cm de diamètre, mise en service en 1897. A droite, le Very Large Telescope (VLT), mis en service en 1998 par l’Observatoire Européen Austral (European Southern Observatory ; ESO) et dont le miroir de chaque télescope mesure 8.2 m de diamètre.

miroir. Les diamètres des plus grands télescopes actuels sont de l'ordre de 10 m, comme le Very Large Telescope, Européen, montré dans la Figure 5.3.

On notera finalement que les lunettes réfractent la lumière et sont donc souvent aussi appelées des **réfracteurs**, alors que les télescopes sont souvent appelés des **réflecteurs**, puisqu'ils utilisent un miroir qui réfléchit la lumière.

5.1.2 Les différentes configurations optiques et les montures

Alors que les lunettes astronomiques suivent toutes la configuration optique de la Figure 5.1, des jeux de divers miroirs permettent d'obtenir de nombreuses configurations optiques dans le cas des télescopes. On peut ainsi "replier" le faisceau lumineux afin de rendre le télescope plus compact ou pour installer des instruments très lourds à son foyer. Dans tous les cas de figure, le télescope se compose d'un **miroir dit primaire** qui collecte la lumière et dont la courbure peut être sphérique, parabolique, hyperbolique ou elliptique. Un miroir secondaire renvoie ensuite la lumière vers un instrument ou vers d'autres miroirs. Les configurations principales sont les configurations **Newton**, **Cassegrain**, **Nasmyth**, **Coudé**, en plus de la configuration primaire où l'instrument qui analyse la lumière est placé directement au foyer du miroir primaire, d'où son nom. La Figure 5.4 donne des exemples de ces configurations optiques. Les configurations Primaire, Newton et Cassegrain ont l'avantage d'avoir pas ou peu de miroirs auxiliaires mais posent des problèmes de flexions du télescope lorsqu'il se déplace, surtout si des instruments lourds y sont attachés. Les configurations Coudé et Nasmyth ne présentent pas ces problèmes mais nécessitent soit le percement du miroir primaire, soit l'utilisation de 3 miroirs de renvoi et donc plus de pertes de lumière. Les pertes de lumière à chaque surface air-verre sont de l'ordre de 4%, même pour les miroirs les plus performants. On s'attache donc à minimiser le nombre de surfaces réfléchissantes.

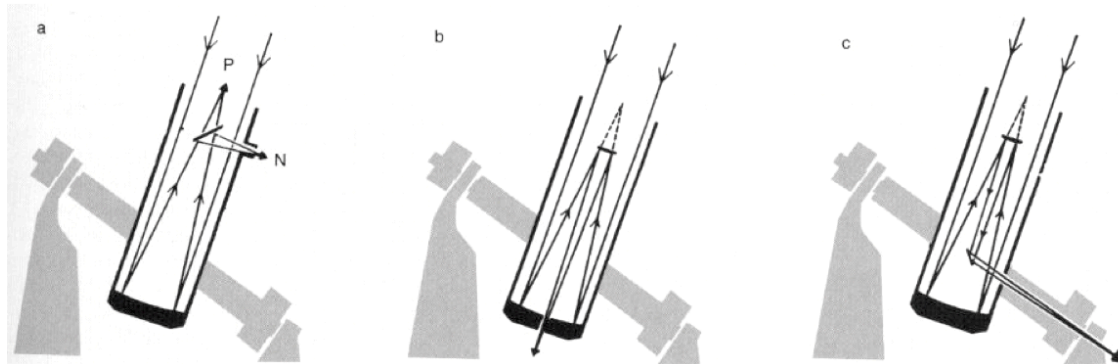


FIGURE 5.4 – De gauche à droite, configurations Newton, Cassegrain, Coudé. La dernière configuration permet d'orienter le télescope sans pour autant devoir déplacer l'instrument qui se trouve en son foyer. La longueur focale est souvent plus longue que pour les autres configurations.

On distingue deux types de montures permettant de soutenir et d'orienter le télescope ainsi que de compenser le mouvement de rotation de la Terre afin de suivre le trajet apparent des astres au cours de la nuit :

1. La monture **équatoriale** possède un axe horizontal, autour duquel le télescope bouge dans un plan vertical. Cet axe est appelé l'axe de **déclinaison**. L'autre axe est parallèle à l'axe de rotation de la terre et est donc orienté vers l'un des deux pôles célestes Nord ou Sud selon l'hémisphère depuis laquelle on observe. L'angle entre le sol et cet axe est donc égal à la latitude du lieu. Lors de la nuit, seul cet axe doit être tourné afin de suivre le mouvement apparent des astres. Il s'appelle l'axe *horaire* et permet de changer l'*ascension droite* du télescope. Le télescope de la Figure 5.4 possède une monture équatoriale.
2. La monture **altazimutale** a simplement un axe horizontal et un axe vertical. On évite ainsi les flexions dues à une instrumentation lourde, mais il faut que les deux axes du télescope

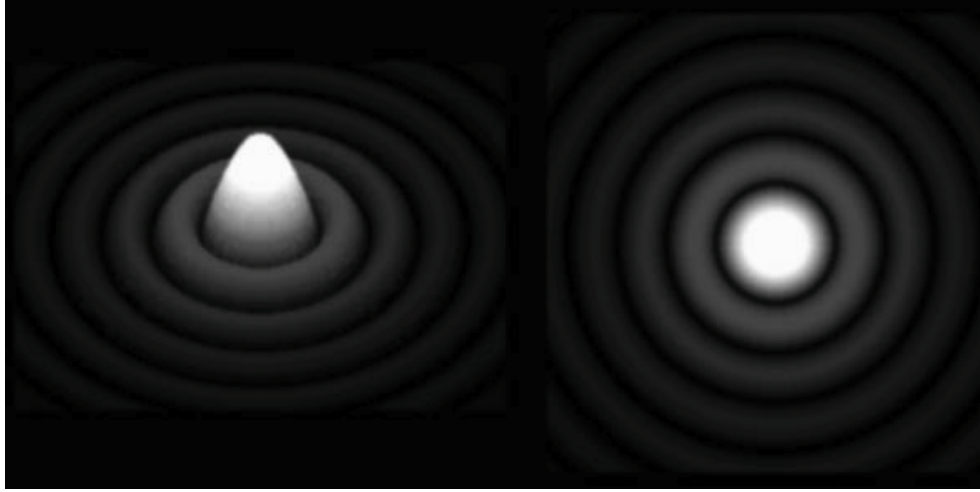


FIGURE 5.5 – Forme de la tache de diffraction par une ouverture circulaire. La résolution est donnée par la taille de la tache centrale. La qualité du poli de la surface du miroir détermine la proportion de lumière se trouvant dans la tache centrale par rapport à la lumière qui se trouve dans les anneaux de diffraction.

bougent en permanence pour suivre le mouvement du ciel. Par ailleurs, l'image du ciel au foyer du télescope tourne au cours du temps. Il faut donc aussi donner à toute l'instrumentation une rotation qui compense ce mouvement. Malgré cette complication, tous les grands télescopes modernes ont des montures altazimutales du fait de leur énorme poids. Chacun des 4 télescopes de la Figure 5.3 pèse près de 450 tonnes, soit le poids d'un Boeing 747 !

5.1.3 Limitations optiques et atmosphériques à la résolution spatiale

Le diamètre d'un télescope lui confère non seulement son pouvoir collecteur, mais aussi son **pouvoir séparateur**. En principe, plus un télescope est grand, meilleur est sa **résolution angulaire**. En effet, un miroir peut être vu comme une ouverture circulaire qui diffracte la lumière, comme le font les fameuses **fentes d'Young** en optique ondulatoire. La résolution d'un télescope ou d'une antenne radio est donnée par la largeur à mi-hauteur de la **fonction d'Airy** qui décrit la forme de la tache de diffraction produite par l'ouverture du télescope (Fig. 5.5).

La largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction par une ouverture circulaire de diamètre D est donnée par :

$$\theta(\text{radian}) = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (5.2)$$

où λ est la longueur d'onde d'observation. Si λ est exprimée en nanomètres, D en mètres, et si l'on veut mesurer θ en secondes d'arc, on utilise plutôt :

$$\theta(\text{arcsec}) = 2.5 \cdot 10^{-4} \frac{\lambda}{D} \quad (5.3)$$

On voit immédiatement que la résolution angulaire d'un télescope peut être améliorée de deux façons, soit en augmentant le diamètre du miroir, soit en diminuant la longueur d'onde d'observation. Ainsi, le télescope spatial Hubble, de 2.4 m de diamètre, a une résolution de 0.15'' en infra-rouge, et de 0.05'' dans le visible.

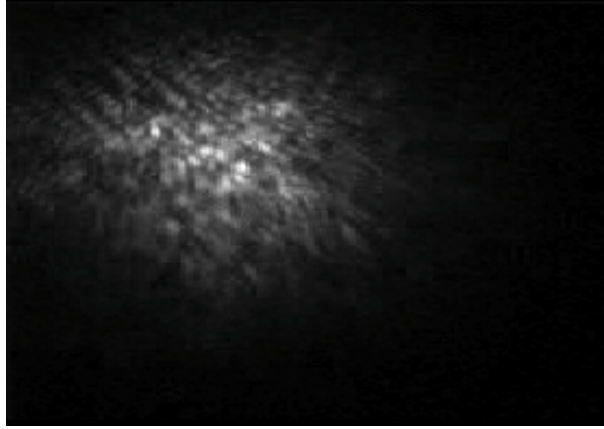


FIGURE 5.6 – Image d’une étoile vue à travers l’atmosphère lors d’une pose de l’ordre de 0.01s. La tache n’est plus la tache de diffraction du télescope mais est bien plus étendue.

Depuis un observatoire au sol, la limite de diffraction n’est malheureusement pas la seule. L’atmosphère terrestre est composée de couches d’air de différentes températures et donc de différents indices de réfraction. Ces couches d’air sont par ailleurs turbulentes. Observer à travers l’atmosphère est donc équivalent à observer à travers une pluie de prismes en mouvement. Les mouvements de l’atmosphère s’étendent sur une vaste gamme de fréquences, typiquement entre 100 Hz et 1 Hz. L’amplitude des mouvements s’étend elle aussi sur une large gamme, de l’ordre de quelques dixièmes de secondes d’arc à quelques secondes d’arc. La résolution maximum d’un télescope est donc de l’ordre de la seconde d’arc plutôt que de celle de la limite de diffraction. Pour rappel, une résolution de $1''$ correspond à la limite de diffraction d’un télescope de 10 cm de diamètre, dans le domaine visible !

L’image d’une source ponctuelle, telle une étoile, vue dans un grand télescope, est donc loin d’être ponctuelle. Elle s’agite frénétiquement au foyer du télescope. La Figure 5.6 montre un exemple d’image d’étoile, avec un très court temps d’exposition. La tache observée est difforme et change très rapidement dans le temps. Avec une pose plus longue, de plusieurs secondes à plusieurs heures, on “moyenne” la turbulence atmosphérique, de telle sorte que la forme de l’étoile est plutôt une forme en cloche, proche de celle d’une Gaussienne. C’est la turbulence atmosphérique qui donne l’impression que les étoiles scintillent et qui étale la lumière dans une tache beaucoup plus grande (angulairement) que la limite de diffraction de l’instrument.

5.1.4 Absorption et émission par l’atmosphère terrestre

Si l’atmosphère terrestre déforme l’image que l’on perçoit des astres, elle absorbe aussi leur lumière et diminue leur éclat apparent. **L’absorption atmosphérique dépend de la longueur d’onde d’observation et de l’angle θ entre le zénith et la ligne de visée, la distance zénithale.** Si l’on définit une profondeur optique τ_i pour chaque élément chimique i , on peut estimer le rapport entre l’intensité entrant I_0 dans l’atmosphère et l’intensité I reçue par l’observateur à l’altitude z_0 . La loi d’absorption pour l’ensemble des constituants chimiques de l’atmosphère peut s’écrire :

$$\frac{I(z_0)}{I_0(\infty)} = \exp\left[-\frac{1}{\cos \theta} \sum_i \tau_i(\lambda, z_0)\right] \quad (5.4)$$

Certaines longueurs d’ondes sont complètement absorbées par l’atmosphère. Ainsi presque aucun rayon γ n’arrive jusqu’au sol. Il en est de même pour tout le rayonnement X et ultraviolet. Ce n’est qu’à partir de 3000 Å que la lumière pénètre l’atmosphère. La fenêtre qui correspond au rayonnement visible s’étend de 4000 Å jusqu’à 9000 Å. L’absorption n’est néanmoins pas négligeable dans



FIGURE 5.7 – Trois des antennes de 12 m de diamètre du grand observatoire submillimétrique ALMA (Atacama Large Millimeter Array) construit par l’Observatoire Européen Austral (ESO), les Etats-Unis et le Japon. L’observatoire est situé à 5200 m d’altitude pour minimiser l’absorption atmosphérique par la vapeur d’eau (Crédit : ESO).

le visible. Elle est plus forte dans le bleu que dans le rouge. Obtenir une estimation théorique de la courbe d’absorption atmosphérique est extrêmement difficile. En pratique, on la mesure empiriquement, en comparant l’éclat apparent d’une série d’étoiles brillantes et de couleurs différentes à leur éclat mesuré au zénith. Comme l’absorption dépend aussi de l’altitude z_0 , la mesure doit être répétée à différentes hauteurs (angulaires) au-dessus de l’horizon.

Dans l’infrarouge dit “proche”, de 1 à $10\mu\text{m}$, les niveaux de vibration et de rotation des molécules de la haute atmosphère donnent lieu à de fortes bandes d’absorption qui ne laissent passer que quelques plages de longueurs d’onde de $2000\text{ \AA}$ chacune, dont les plus connues sont les fenêtres *J* ($1.25\mu\text{m}$), *H* ($1.65\mu\text{m}$) et *K* ($2.20\mu\text{m}$). Les bandes moléculaires d’absorption perturbent les observations infrarouges ainsi que submillimétriques. Ces dernières marquent le début du domaine des ondes radio. Les observatoires submillimétriques sont d’ailleurs dotés d’antennes (Figure 5.7) plutôt que de télescopes. La principale source d’absorption des ondes millimétriques est la vapeur d’eau. Les antennes millimétriques sont donc placées en altitude, sur des sites très secs, comme le volcan de l’île de Hawaii ou l’altiplano des Andes sud-américaines.

Le rayonnement radio de plus grande longueur d’onde, en revanche, arrive au sol sans aucune perturbation. La raie d’émission à 21 cm peut par exemple être observée à travers les nuages. Il en est ainsi jusqu’à environ 23 m de longueur d’onde, après quoi c’est l’ionosphère qui réfléchit la totalité du rayonnement incident.

En plus d’absorber ou de réfléchir la lumière, l’atmosphère terrestre émet du rayonnement. Les aurores boréales ou australes en sont l’une des plus belles illustrations. Elles consistent en l’émission par **fluorescence** due aux protons du **vent solaire** qui, piégés dans le champ magnétique terrestre, viennent exciter le gaz dans les parties les plus hautes de l’atmosphère. Cette émission est par définition liée à des transitions atomiques et moléculaires bien précises. Elle donnent donc lieu à des phénomènes lumineux de couleurs très marquées, comme dans la Figure 5.8.

Les aurores polaires sont des phénomènes transitoires et ont un spectre d’émission caractérisé par de fortes raies. La majeure partie du rayonnement que l’atmosphère produit, en permanence, est sous forme de spectre continu. Considérant l’atmosphère comme un gaz optiquement mince, on trouve que la luminosité du fond de ciel en fonction de la longueur d’onde est très bien représen-



FIGURE 5.8 – **A gauche** : aurore boréale vue depuis la navette spatiale Discovery, illustrant le fait que l'émission par fluorescence a lieu dans la haute atmosphère, vers 90-100 km d'altitude (Crédit : NASA). **A droite** : aurore boréale vue depuis le sol, dominée, ici, par les transitions vertes et rouges de l'oxygène respectivement atomique et moléculaire. Les lueurs bleues (visibles seulement sur l'image de gauche) sont dues à l'azote.

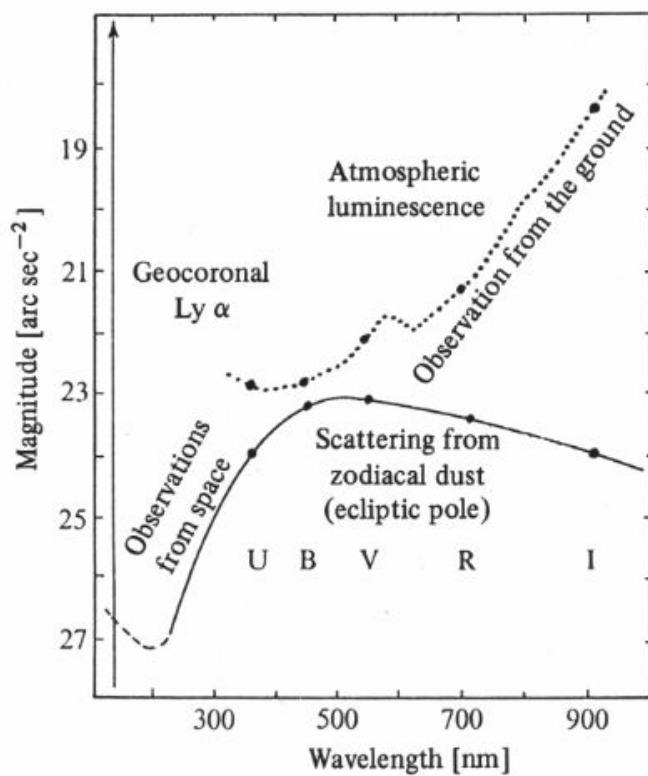


FIGURE 5.9 – Spectre d'émission de l'atmosphère terrestre dans la fenêtre optique. La brillance de surface du ciel est donnée en magnitudes par seconde d'arc carrée, depuis les ultraviolets jusqu'au proche infrarouge, pour un observatoire au sol (pointillés), et dans l'espace (ligne pleine).

tée par celle d'un corps noir dont la température moyenne serait de $\bar{T} = 228K$. L'émissivité de ce corps noir est $\epsilon = 0.184$. Le pic d'intensité se trouve dans l'infrarouge, vers $15 \mu\text{m}$. Les observations infrarouges d'objets peu lumineux sont donc beaucoup plus affectées par la luminosité naturelle du ciel que dans l'optique, comme le montre la Figure 5.9. Depuis l'espace, la contamination lumineuse par l'atmosphère devient négligeable. C'est plutôt la diffusion des photons par les poussières zodiacales qui est la limitation. En effet, lorsque la longueur d'onde du rayonnement incident devient comparable à la taille (moyenne) des grains de poussière, on observe le phénomène de **diffusion de Raleigh**. Elle intervient aussi bien dans les poussières du plan de l'écliptique, donnant lieu à la **lumière zodiacale**, que dans certaines nébuleuses ou même dans l'atmosphère terrestre. La diffusion est plus efficace dans le bleu que dans le rouge. C'est d'ailleurs pour cela que le ciel nous apparaît bleu, pendant la journée. La Figure 5.9 illustre comment le ciel hors atmosphère s'illumine à cause de la lumière zodiacale. Sa luminosité reste néanmoins bien inférieure, dans les ultra-violet et dans l'infrarouge, à sa luminosité perçue depuis le sol.

5.2 Observatoires spatiaux : rayons X et γ

Deux raisons majeures émergent de ce qui précède pour placer des observatoires dans l'espace : 1- l'absence de turbulence atmosphérique, et 2- un rayonnement du fond de ciel bien moins élevé que depuis le sol. Deux limitations existent cependant : le poids maximum, et donc le diamètre maximum du télescope, et le coût et la complexité de la maintenance de l'observatoire. On essaie donc le plus souvent de ne mener depuis l'espace que des observations qui seraient absolument impossibles depuis le sol, par exemple pour avoir accès à des domaines de longueur d'onde filtrés par l'atmosphère, ou pour s'affranchir de la turbulence atmosphérique.

Parmi les observations réservées aux observatoires spatiaux, citons l'exemple des hautes énergies et des observations X et γ . L'atmosphère terrestre absorbe totalement ces photons qui, par ailleurs, sont très difficiles, voire même impossibles à dévier. En effet, la surface métallique des miroirs absorbe les photons X, sauf si l'on se place à incidence rasante. Pour des angles d'incidence de l'ordre de 89° , les photons X peuvent être focalisés grâce à des combinaisons de miroirs paraboliques et hyperboliques comme le montre la Figure 5.10. La combinaison de ces deux types de miroirs permet d'éviter l'astigmatie au foyer du télescope. La surface du miroir, projetée sur le ciel, est très petite, vu l'utilisation de l'incidence rasante. On utilise donc des séries de miroirs disposés en "pelures d'oignons" afin de maximiser la surface collectrice. L'avantage que l'on a dans le domaine X par rapport à des domaines de longueur d'onde plus grande est que de petits télescopes produisent des images de résolution spatiale élevée.

Si l'imagerie en X est difficile, l'imagerie γ représente un défi encore plus grand. Les photons γ sont impossibles à dévier sans les absorber totalement. Le fonctionnement d'un télescope γ est donc très différent de celui d'un télescope optique ou même X. Le principe consiste à disposer un masque perforé devant une mosaïque de détecteurs, comme on en utilise en physique des particules. Comme ces détecteurs en CdTe (Cadmium-Tellure) sont de grandes dimensions (plusieurs centimètres), la mosaïque n'en comporte en général qu'un nombre restreint. Par exemple, le satellite Européen INTEGRAL, a une mosaïque formée de 128×128 détecteurs sensibles de 15 Kev à 10 Mev.

La Figure 5.11 montre un exemple de masque formé d'éléments opaques ou transparents au rayonnement γ , situés à quelques mètres au-dessus du détecteur. Ce dernier enregistre l'image de l'ombre du masque projetée par la source observée. Si plusieurs sources sont présentes dans le même champ de vue, des ombres mélangées sont enregistrées et des techniques numériques sont nécessaires pour reconstruire l'image de l'objet original.

La résolution spatiale ainsi obtenue est de l'ordre de $10'$. Pour comparaison, les observations optiques, même prises depuis le sol, ont une résolution 60 fois meilleure, d'environ $1''$. Les études comparatives du ciel optique et γ restent donc difficiles avec l'instrumentation courante ; à une source γ donnée correspondent en effet de nombreuses contreparties optiques.

On notera finalement que cette technique n'est viable que parce que la longueur d'onde des rayons γ est très petite devant la taille physique des trous dans le masque (quelques centimètres). Les photons γ ne sont donc pas diffractés par le masque. Un front d'onde de lumière parallèle reste

parallèle après le passage du masque, ce qui simplifie notablement le problème de reconstruction d'image, déjà assez complexe.

5.3 Spectroscopie optique

Les images apportent une foule d'information sur la **morphologie et la luminosité** des objets sur de grandes plages de longueur d'onde, correspondant par exemple à la largeur spectrale des filtres utilisés, dans le domaine visible.

Bien plus peut être appris sur la physique des astres si leur distribution spectrale d'énergie peut être mesurée, c'est-à-dire si leur **spectre** peut être enregistré. Dès lors, il devient possible de mesurer **des températures, des abondances chimiques, et des vitesses radiales**, qui sont essentiellement les autres quantités mesurables en astrophysique, en plus de la morphologie et de la luminosité.

Il est possible de disperser la lumière et d'obtenir des spectres, dans tous les domaines de longueurs d'onde. Les spectres sont obtenus en plaçant au foyer du télescope un élément dispersant tel qu'un prisme ou, le plus souvent, un réseau. Les réseaux sont toujours préférés aux prismes du fait de la relation linéaire liant l'angle de réfraction et la longueur d'onde. Les réseaux fonctionnent par ailleurs par réflexion plutôt que par réfraction et occasionnent donc des pertes de lumière bien moins grandes que les prismes.

Prismes et réseaux sont caractérisés par leur **résolution spectrale**. Plus elle est élevée, plus on pourra séparer spectralement des raies proches en longueur d'onde, et plus on pourra mesurer facilement la largeur spectrale des raies. Par contre, plus la résolution augmente, plus le flux lumineux observé, par unité de longueur d'onde, diminue. Ainsi, pour un objet donné, il est souvent bien plus difficile d'obtenir des spectres que des images, vu la taille forcément limitée des télescopes.

La définition de la résolution R d'un instrument est :

$$\frac{1}{R} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (5.5)$$

où λ_0 est la longueur d'onde au repos et λ est la longueur d'onde observée après que la lumière ait été affectée par le prisme ou le réseau. Si une raie spectrale a une largeur naturelle négligeable, $\Delta\lambda$ est sa largeur après passage dans le spectrographe. R est un nombre sans dimension qui, par abus de langage, s'exprime parfois en unité de vitesse, le reliant à la loi de l'effet Doppler-Fizeau :

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta v}{c} \quad (5.6)$$

La résolution est alors la largeur minimale mesurable, Δv , avec un spectrographe dont le pouvoir de résolution est R . Enfin, il est souvent utile de se placer sur une échelle logarithmique, car alors :

$$\Delta v = c \, d \ln \lambda \quad (5.7)$$

Dans ces unités, un intervalle de longueur constant en longueur d'onde correspond aussi à un intervalle de longueur constante dans l'espace des vitesses.

La gamme des vitesses mesurables en astrophysique s'étend de quelques mètres par seconde à quelques dizaines de milliers de kilomètres par seconde selon que l'on cherche à mesurer par exemple le mouvement d'une étoile dû à une planète, ou la rotation du disque d'accrétion autour d'un trou noir supermassif. Les résolutions disponibles sur les spectrographes les plus courants vont de $R \sim 200$, à $R \sim 200000$.

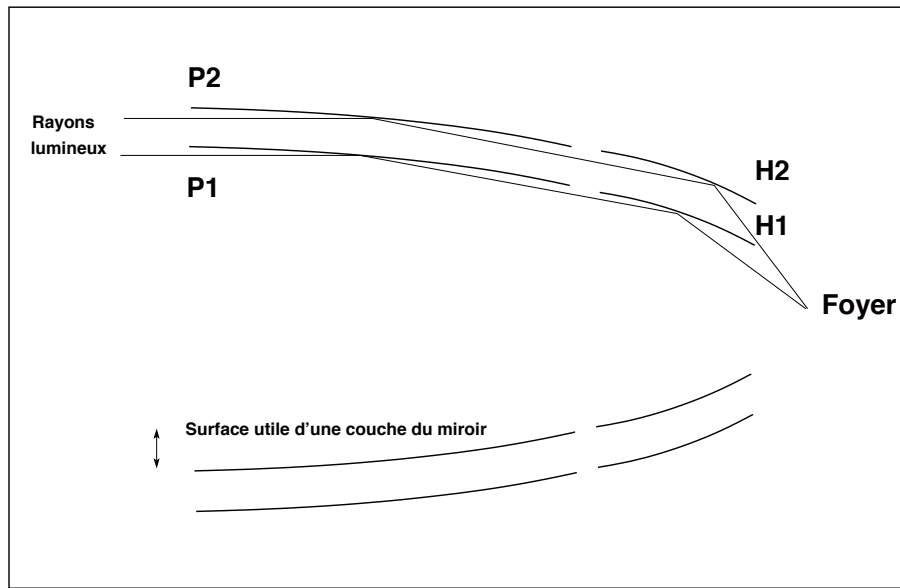


FIGURE 5.10 – Exemple de télescope à rayons X, formé de séries de miroirs à incidence rasante. Chaque couche de miroir est formée d'un miroir parabolique (P1, P2,...) et d'un miroir hyperbolique (H1, H2, ...) dont les foyers sont communs. La surface utile du miroir, projetée sur le ciel, est très restreinte. Il est donc nécessaire d'utiliser de nombreuses "couches" de miroir.

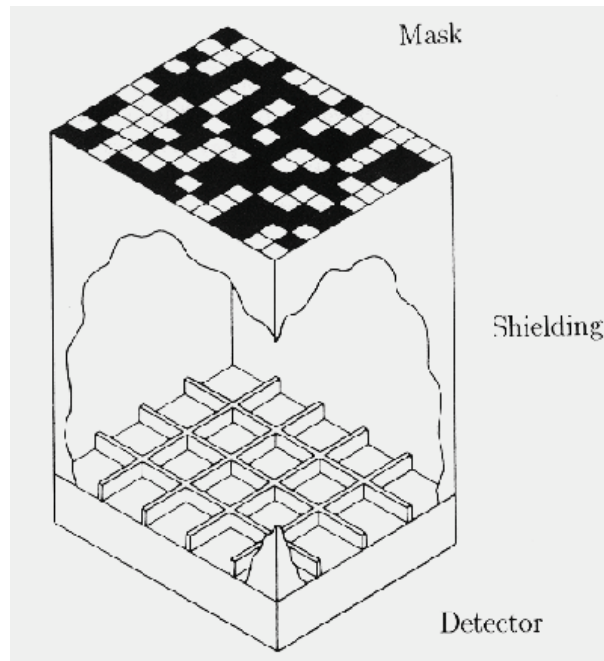


FIGURE 5.11 – Principe du télescope γ . Le détecteur est placé en bas, dans une structure "blindée" évitant que ne l'atteignent les photons indésirables ne passant pas par le masque placé en haut. Ce dernier porte son ombre sur le détecteur, autant de fois qu'il y a d'objets dans le champ de vue.

5.4 Haute résolution spatiale

Il existe de nombreuses méthodes pour optimiser la résolution spatiale des images astronomiques, soit en plaçant des télescopes en orbite, soit en utilisant des techniques numériques d'analyse de données.

5.4.1 Le télescope spatial Hubble

Le télescope spatial Hubble (HST, Hubble Space Telescope) est l'observatoire spatial le plus connu. Il s'agit d'un télescope dont le principe optique est proche de la configuration cassegrain des télescopes optiques mais qui, du fait de sa position privilégiée en orbite, a accès à l'ultraviolet proche ($\lambda > 1000 \text{ \AA}$) ainsi qu'à l'infrarouge ($\lambda < 3 \text{ }\mu\text{m}$). Placé en orbite basse à 300 km d'altitude il observe 24 heures sur 24 et peut observer indifféremment le ciel boréal et austral. La Figure 5.12 montre le télescope après sa mise en service en 1990.

Le HST est un télescope relativement petit, avec 2.4 m de diamètre. Sa résolution n'est par contre limitée que par la diffraction par son miroir, ce qui lui confère une résolution d'environ $0.05''$ dans le visible et $0.1\text{-}0.2''$ dans l'infrarouge. Le HST voit donc des détails 5 à 20 fois plus fins qu'un télescope au sol. La Figure 5.13 compare l'observation d'une même galaxie avec un télescope au sol et avec le HST.

Les modes d'observation du HST sont très variés. De nombreux instruments sont installés à son foyer, dont une série de caméras optiques, UV et infrarouge ainsi que des spectrographes permettant d'analyser la lumière d'objets très petits ou très proches les uns des autres sur la voûte céleste.

Le HST sera remplacé prochainement par le JWST (James Webb Space Telescope), dont le miroir aura un diamètre de 6.5 m. Le télescope sera surtout dédié aux observations infrarouges proches ($\lambda < 2 \text{ }\mu\text{m}$) et moyen ($\lambda \sim 10 \text{ }\mu\text{m}$) et aura donc environ la même résolution spatiale qu'avait le HST en optique. C'est surtout son pouvoir collecteur accru et son positionnement sur une orbite très éloignée de la terre qui en feront un instrument unique. Le domaine de longueur d'onde dans lequel il est spécialisé en fait un instrument idéal pour l'étude de l'Univers lointain, pour l'étude de la formation des systèmes planétaires et pour l'étude de l'émission par les poussières intergalactique. Ce dernier domaine est fortement lié à la formation des étoiles dans leurs premières phases de vie alors que les entourent encore les nuages de gaz et de poussière desquels elles se sont formées.

5.4.2 Optique adaptative

Pouvoir observer avec un très grand télescope, tout en s'affranchissant de la turbulence atmosphérique consisterait en une solution idéale et moins coûteuse que des observations spatiales. **L'optique adaptative** offre une solution partielle au problème, en corrigeant la déformation des images directement au foyer du télescope.

La turbulence atmosphérique est caractérisée par deux paramètres, l'un donnant l'échelle de temps sur laquelle l'atmosphère change, et l'autre, donnant l'échelle spatiale des variations. Ces paramètres dépendent du site et de la date d'observation. Ils se situent entre 500 Hz et 1 Hz pour le paramètre temporel et entre 1 mm et 1 km pour le paramètre spatial. Il faut cependant aussi tenir compte du fait que le champ de vue de l'instrument est en général bien plus petit que les variations spatiales de turbulence. La turbulence atmosphérique brouille donc les images de la même façon en tout point. La façon dont est brouillé un point (**Point Spread Function en anglais : PSF**) n'est ni plus ni moins la forme de la fonction caractérisant l'image d'une étoile, puisqu'aucune étoile ne peut être résolue par un télescope (cf. Equation 5.1.3).

L'optique adaptative consiste à mesurer les déformations des images dues à l'atmosphère et à les corriger grâce à un miroir déformable, placé au foyer du télescope, comme dans la Figure 5.14. L'opération doit se faire avant que l'atmosphère ne change à nouveau.

En pratique, l'image d'une étoile brillante est enregistrée avec une fréquence supérieure à la fréquence de variation de l'atmosphère et la forme du front d'onde est analysée à chaque prise de vue. L'étoile brillante doit être située à quelques secondes d'arc seulement de l'objet que l'on souhaite observer, ce qui limite la surface de ciel réellement observable en optique adaptative. En modifiant la



FIGURE 5.12 – Image du télescope spatial Hubble. La trappe protégeant l'entrée du tube est ouverte et les antennes à haut débit transmettant les données vers le sol sont bien visibles.

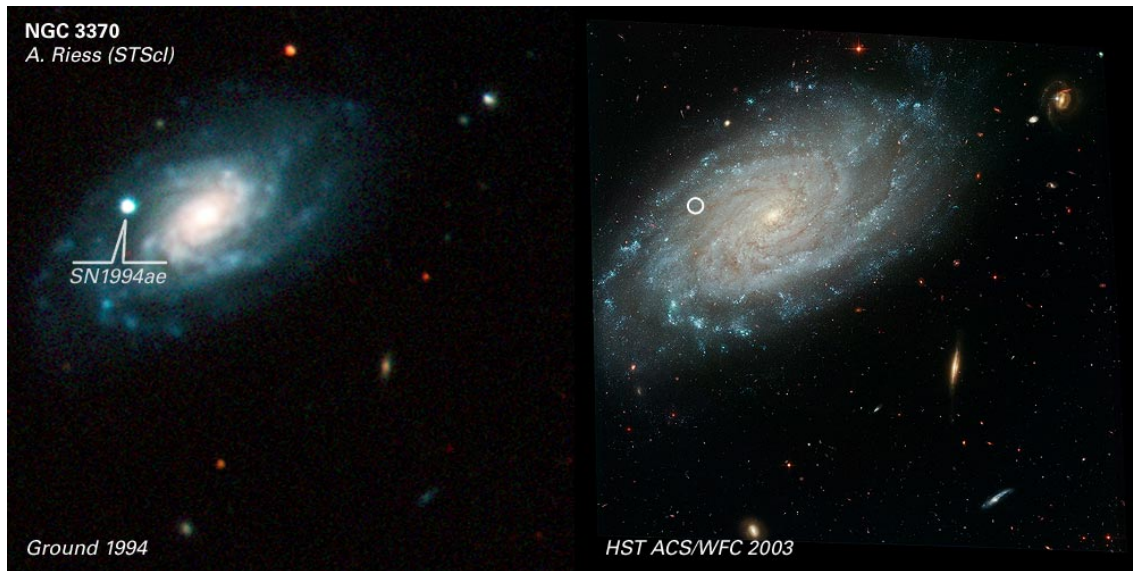


FIGURE 5.13 – Images de la galaxie spirale NGC 3370 et d'une supernova y ayant explosé, prises depuis le sol (à gauche) et avec le HST (à droite). Les images sont toutes deux obtenues dans le domaine optique. On notera la foule d'étoiles individuelles visibles dans l'image HST, vues sous forme d'une lumière diffuse dans l'image sol.

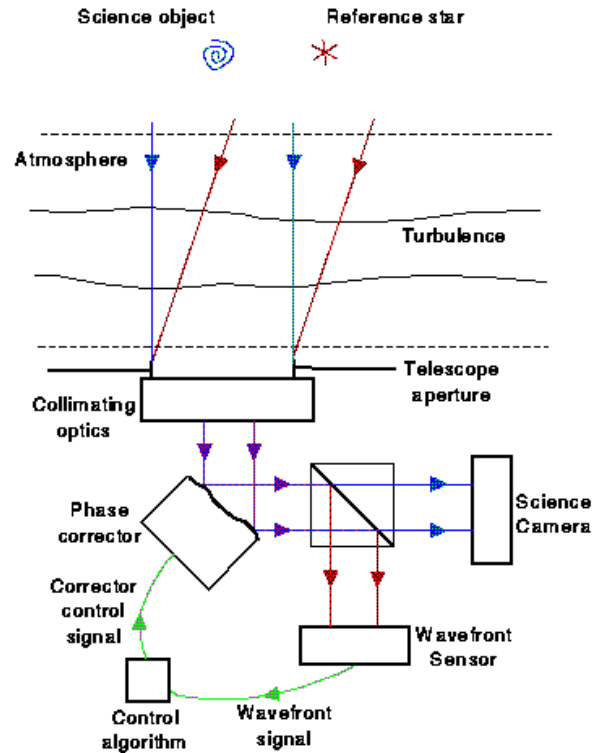


FIGURE 5.14 – Représentation schématique d'un système d'optique adaptative. La lumière de l'objet d'intérêt scientifique et d'une étoile de référence est collectée par le télescope et une lame dichroïque sépare la lumière visible et infrarouge. La lumière de l'étoile est analysée et la forme du miroir déformable est modifiée en conséquence en quelques centièmes de secondes. Le front d'onde enregistré sur la caméra scientifique est ainsi corrigé de la turbulence atmosphérique.

forme d'un petit miroir placé au foyer du télescope, on donne au front d'onde la déformation inverse de celle de l'atmosphère, afin de le redresser. L'image est ainsi corrigée partiellement de l'effet de la turbulence atmosphérique. La résolution est alors proche de celle de la limite de diffraction du télescope. La correction en optique adaptative ne peut se faire pour l'instant que dans le domaine infrarouge.

La qualité de la correction dépend des conditions météo lors des observations. Elle est mesurée par le **rapport de Strehl**, qui est le rapport entre l'intensité maximale (intensité du pic du profil lumineux) d'une source ponctuelle observée après correction, et de l'intensité maximale qu'aurait cette source ponctuelle si la correction était parfaite, c'est-à-dire si l'observation était complètement limitée par la diffraction instrumentale.

5.4.3 L'interférométrie

Une autre façon d'obtenir des images à haute résolution est de combiner les faisceaux issus de différents télescopes ou antennes et de les faire interférer en un foyer commun. L'interféromètre le plus commun consiste en deux antennes radio espacées de quelques centaines de mètres. La résolution du télescope résultant est alors celle qu'aurait un télescope géant dont le diamètre est celui de l'espacement entre les antennes. Par contre, son pouvoir collecteur est très faible. L'interférométrie est utile surtout pour séparer angulairement des objets brillants mais très rapprochés sur la voûte céleste ou pour mesurer la taille angulaire de très petits objets, tels que des étoiles.

La figure d'interférences, par exemple d'une source ponctuelle double, est une série de franges



FIGURE 5.15 – Interféromètre du plateau de Bures, en France. Les antennes millimétriques, de 15 m de diamètre chacune, peuvent être déplacées pour changer la résolution de l'instrument.

alternativement sombres et lumineuses au foyer de l'instrument. Ces franges ne se forment que lorsque l'interféromètre ne résout pas la source originale, c'est-à-dire lorsque l'espacement entre les antennes n'est pas suffisant pour séparer les sources. Partant d'une faible séparation entre les antennes, on peut progressivement les écarter jusqu'à ce que disparaissent les franges d'interférence. La résolution angulaire qui correspond à la séparation des antennes au moment où les franges disparaissent est alors égale à la séparation angulaire entre les deux composantes de la source. On peut donc ainsi mesurer l'espacement entre deux étoiles sans pour autant pouvoir en voir leurs images individuelles.

Quand l'objet est plus complexe qu'une source ponctuelle double, on observe toujours des structures qui ressemblent à des franges d'interférence. Comme l'alignement entre les 2 antennes et l'objet est fixe, la figure d'interférence donne une coupe à travers la source. Lors du mouvement de rotation de la terre au cours du temps, l'interféromètre bouge par rapport à la source et l'on mesure différentes coupes. On peut ainsi reconstruire la forme de la source, grâce à des techniques numériques.

Finalement, on peut combiner non seulement 2 antennes, mais aussi des réseaux d'antennes, et reconstruire des images interférométriques dont la qualité n'a rien à envier à celle des images "directes" obtenues par les télescopes optiques. La Figure 5.15 montre un tel interféromètre, doté de 6 antennes (dont 4 sont visibles ici). Le futur interféromètre ALMA de la Figure 5.7, comprendra 42 antennes, qui pourront avoir jusqu'à 10 km d'écartement.

5.4.4 Techniques numériques

Quel que soit le type d'instrument utilisé, les données sont affectées par un certain nombre de biais qui doivent être corrigés et calibrés. La correction de ces effets s'appelle la **réduction des données**. Elle fait intervenir des techniques poussées de traitement du signal qui pourraient, chacune, donner lieu à un ouvrage entier. On ne s'attardera pas ici à décrire ces techniques en détail. Toutefois, il faut être conscient que rien ne sert de construire des instruments coûteux si les techniques adéquates n'ont pas été développées en parallèle.

Parmi les méthodes de traitement d'images, l'une d'elles permet d'améliorer la résolution spatiale des images à un moindre coût. Il s'agit de la **déconvolution d'image**. Le brouillage des images correspond en effet à l'opération mathématique de **convolution**. Les images obtenues par les téles-

copies peuvent être décrites comme des fonctions de deux variables x et y , la position d'un pixel sur le détecteur. Si $D(x, y)$ donne l'intensité lumineuse d'une image au pixel (x, y) , et si $T(x, y)$ est la PSF (cf. plus haut) de l'instrument, on peut écrire :

$$D(x, y) = T(x, y) * F(x, y) + N(x, y), \quad (5.8)$$

où $F(x, y)$ est le signal original tel qu'il serait enregistré par un instrument infiniment grand, et où $N(x, y)$ est le bruit en chaque pixel. Le symbole “*” représente l'opération de convolution. La déconvolution d'images consiste à inverser l'équation (5.8) pour retrouver le signal idéal $F(x, y)$, connaissant $D(x, y)$ et $T(x, y)$, et connaissant au moins l'amplitude du bruit $N(x, y)$. Le problème fait partie de la famille des problèmes inverses mal posés, c'est-à-dire qu'ils comportent une infinité de solutions. Il existe cependant des algorithmes efficaces, le plus souvent fondés sur des méthodes itératives, qui proposent des solutions fiables. La Figure 5.16 donne un exemple d'application.

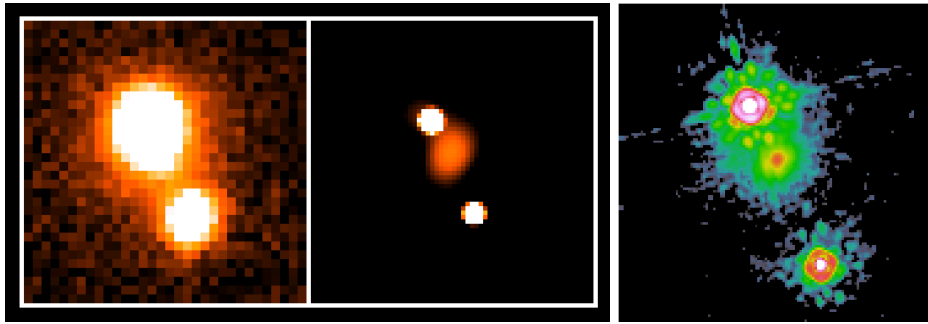


FIGURE 5.16 – Exemple de déconvolution d'image. L'image de droite montre une observation infrarouge d'un mirage gravitationnel (cf. chapitre sur la cosmologie), prise depuis le sol. La résolution est de $0.8''$. Au milieu, la deconvolution de l'image montre clairement la galaxie lentille, grâce à sa résolution de $0.2''$. A droite, une observation infrarouge prise avec le télescope spatial Hubble, aussi avec une résolution de $0.2''$. Bien sûr, rien n'empêche de traiter aussi l'image HST pour l'améliorer encore !

5.5 Compléments vus au cours

Nombreux exemples d'observations depuis les rayons gamma jusqu'aux ondes radio. Introduction concrète aux méthodes d'observation. Description des observatoires existants et futurs.

Chapitre 6

Le système solaire et les systèmes planétaires

Depuis 1995, date de la découverte de la première planète “extra-solaire” par des astronomes suisses, l’étude de notre Système Solaire va de pair avec l’étude des systèmes planétaires en général. Les travaux tant théoriques qu’observationnels se succèdent pour tenter de découvrir de nouveaux systèmes planétaires, de comprendre leur(s) mode(s) de formation et leur évolution, ainsi que pour mener des études comparatives avec notre Système Solaire.

Si le nombre de planètes concerné par l’exploration de notre Système Solaire reste limité à huit planètes, ces études peuvent être menées de façon très détaillée. La Figure 6.1 donne un aperçu de ces planètes et compare leurs tailles relatives. La planétologie est le seul domaine de l’astrophysique où l’expérience directe, sur le terrain, est possible. L’utilisation d’engins spatiaux reste néanmoins limitée à quelques expériences très ciblées qui nécessitent un gros travail théorique d’interprétation.

Ce chapitre a pour but de décrire notre Système Solaire, la façon dont peuvent être représentés les mouvements de ses planètes, et de donner un cadre théorique simple pour comprendre leur structure interne et celle de leurs atmosphères.

6.1 Description du mouvement des planètes

Le mouvement des planètes, qu’elles soient dans notre Système Solaire ou dans n’importe quel autre système planétaire, est régi par les trois **lois de Kepler**. Les corps liés à leur étoile mère, les planètes, décrivent des ellipses. Certains autres corps, comme certaines comètes ou astéroïdes, peuvent parfois décrire des paraboles ou des hyperboles, auquel cas ces astres ne passent qu’une seule fois près du Soleil.

Dans le cas des **orbites elliptiques**, le mouvement est décrit par **5 paramètres**. L’orbite terrestre est prise comme référence pour fixer le “point zéro” de certains de ces paramètres. On a ainsi,

1. le demi grand axe a de l’ellipse. Il est mesuré soit en kilomètres, soit en unités astronomiques ;
2. l’excentricité e donnée par $e^2 = 1 - b^2/a^2$, où a et b sont respectivement le demi grand axe et le demi petit axe de l’ellipse. La distance au point le plus proche du Soleil est appelée la distance au **périhélie**. Sa valeur est $a(1 - e)$. La distance au point le plus éloigné du Soleil est la distance à l’**aphélie**. Sa valeur est $a(1 + e)$;
3. l’inclinaison i du plan de l’orbite par rapport à l’écliptique (plan de l’orbite terrestre) ;
4. la longitude η du noeud ascendant, c’est-à-dire l’angle entre la ligne des noeuds et la ligne liant le Soleil et la direction du point vernal **V**. Les **noeuds** sont les points d’intersection entre le plan de l’orbite de la planète et de celui de la Terre ;
5. l’argument du périhélie ω , qui est l’angle entre la ligne des noeuds et la ligne joignant le Soleil et le périhélie. L’angle est compté positivement du noeud ascendant vers le périhélie ;

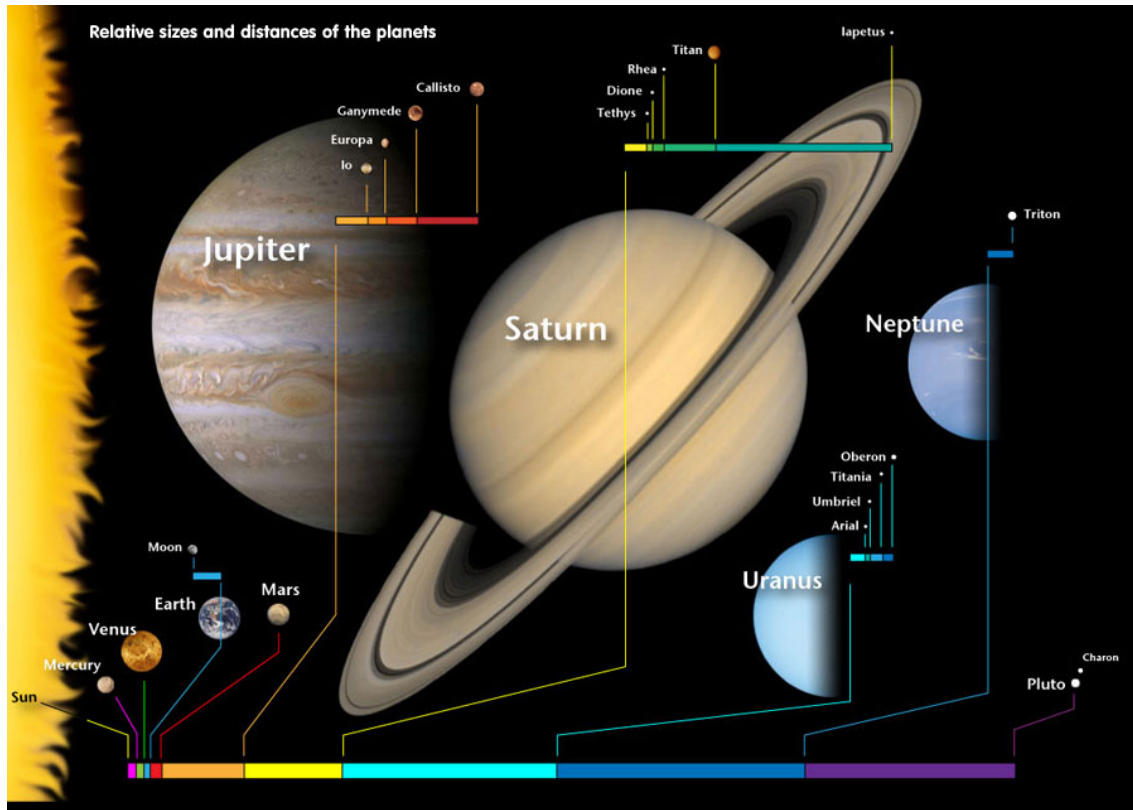


FIGURE 6.1 – Tailles comparées des planètes de notre Système Solaire. On notera que Pluton n'est plus une planète dans le cadre de la nouvelle définition d'une planète. Les barres colorées donnent les distances relatives entre les planètes ainsi qu'entre les planètes et leurs principaux satellites.

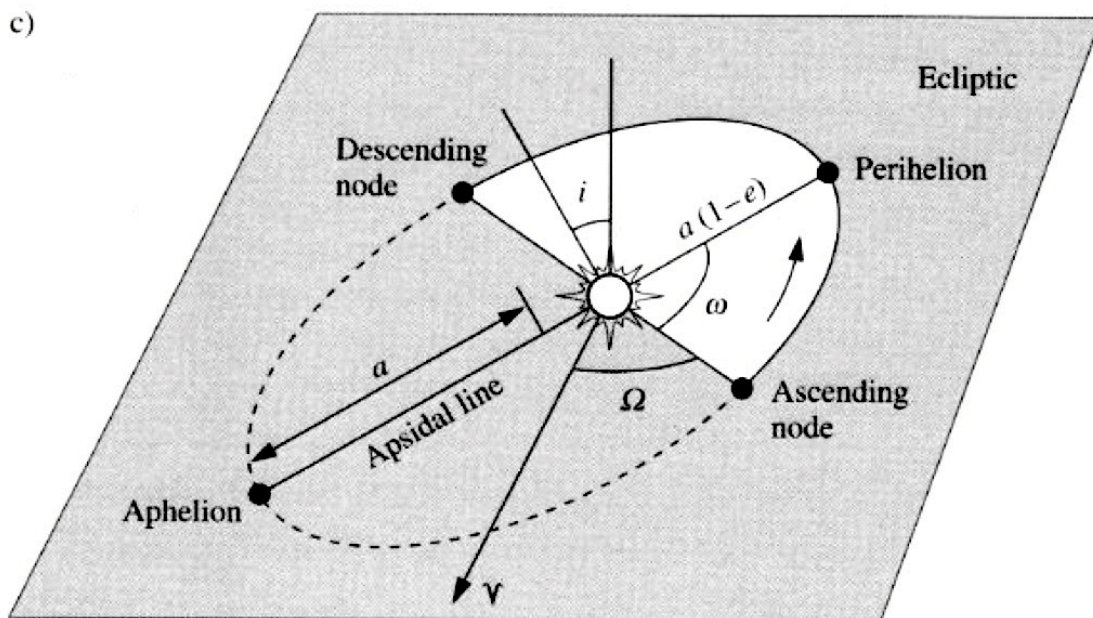


FIGURE 6.2 – Résumé des paramètres nécessaires à décrire l'orbite d'une planète. Dans le cas du Système Solaire l'inclinaison et les noeuds sont mesurés par rapport au plan de l'écliptique. Dans le cas des planètes extra-solaires, c'est le plan du ciel qui est pris comme référence.

Name		Symbol	Sidereal period [yr]	Semimajor axis of the orbit		Eccen- tricity e	Inclination i to ecliptic	Mean orbital velo- city v [km s ⁻¹]
				[AU]	[10 ⁶ km]			
Inner Planets	{	Mercury	0.241	0.387	57.9	0.206	7.0°	47.9
		Venus	0.615	0.723	108.2	0.007	3.4°	35.0
		Earth	1.000	1.000	149.6	0.017	—	29.8
		Mars	1.881	1.524	227.9	0.093	1.8°	24.1
		Asteroids:	4.601	2.766	413.5	0.077	10.6°	17.9
Outer Planets	{	Jupiter	11.87	5.205	779	0.048	1.3°	13.1
		Saturn	29.63	9.576	1432	0.055	2.5°	9.6
		Uranus	84.67	19.28	2884	0.047	0.8°	6.8
		Neptune	165.5	30.14	4509	0.010	1.8°	5.4
		Pluto	251.9	39.88	5966	0.248	17.1°	4.7

FIGURE 6.3 – Paramètres orbitaux pour les 8 planètes du Système Solaire, plus Pluton.

	Equatorial radius R/R_E	Mass M/M_E	Mean density $\bar{\rho}$ [kg m^{-3}]	Sidereal rotational period [d]	Inclination of the equator relative to the orbital plane	Total acceleration at the equator g [m s^{-2}]	Global effective temperature $\bar{T}_{\text{eff}}$ [K]
Mercury	0.38	0.055	5430	58.65	2°	3.7	443
Venus	0.95	0.82	5240	243.0 ^a	3°	8.9	230
Earth	1.00	1.00	5520	0.997	23.5°	9.8	255
Moon	0.27	0.012	3340	27.32	6.7°	1.6	274
Mars	0.53	0.11	3930	1.03	23.9°	3.7	216
Jupiter	11.2	317.8	1330	0.41	3.1°	23.2	124
Saturn	9.41	95.2	690	0.45	26.7°	9.3	94
Uranus	4.01	14.6	1260	0.72	97.9°	8.6	59
Neptune	3.81	17.1	1640	0.67	28.8°	11.2	59
Pluto	0.18	0.002	2200	6.39	122°	0.7	42

FIGURE 6.4 – Caractéristiques physiques des planètes du Système Solaire. Le rayon de la Terre est $R_{\oplus} = 6378,1 \text{ km}$ et sa masse vaut $M_{\oplus} = 5,97 \times 10^{27} \text{ kg}$.

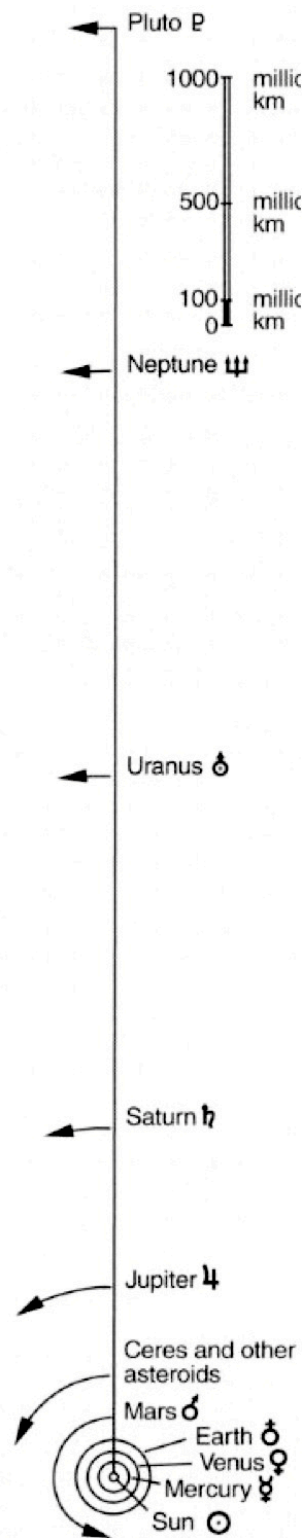


FIGURE 6.5 – Représentation schématique du Système Solaire. Les distances sont représentées “à l’échelle”.

Les éléments orbitaux a et e déterminent la taille de l'orbite, i et η fixent le plan orbital, et ω détermine la position de l'orbite dans son plan.

La position de la planète sur son orbite est donnée par deux paramètres supplémentaires : la période de révolution P et l'instant t_0 de passage au périhélie.

La Figure 6.2 permet de visualiser les différents paramètres, et notamment les angles et les noeuds de l'orbite. Les Tables 6.2 et 6.3, ainsi que la Figure 6.5 donnent les valeurs mesurées de ces paramètres, et compare de façon schématique les tailles relatives des différentes orbites.

6.2 Mouvement apparent des planètes

C'est le mouvement des planètes par rapport aux étoiles qui attira l'attention, dès l'antiquité. La signification même du mot "planète", en grec, est "astre errant". Les planètes dites **intérieures**, sur des orbites plus proches du Soleil que la Terre, ont un mouvement apparent différent des planètes dites **extérieures**, dont l'orbite est plus éloignée du Soleil que la Terre.

Alors que les planètes intérieures, semblent osciller de part et d'autre du Soleil au cours de l'année (terrestre), les planètes extérieures décrivent des courbes plus compliquées, comme l'illustre la Figure 6.6. Du fait de sa distance proche de la Terre, l'effet de va-et-vient sur la voûte céleste est le plus prononcé pour la planète Mars.

On dénote plusieurs points caractéristiques pour nommer la position d'une planète par rapport à une autre. La Figure 6.7 donne un résumé de ces positions. En particulier, l'angle de phase donne la fraction illuminée d'une planète, vue depuis une autre planète, la Terre dans le cas de la figure. Le diamètre apparent d'une planète, vue depuis la Terre, peut changer de façon impressionnante. Celui de Mars varie de 3,5 secondes d'arc quand elle est en **conjonction** avec la Terre, jusqu'à 25,1 secondes d'arc lorsqu'elle est en **opposition**.

6.3 Bilan énergétique global

Les planètes, contrairement aux étoiles, ne libèrent pas d'énergie dans le vide interstellaire, du moins en première approximation. Le bilan énergétique global comprend :

1. l'énergie reçue de l'étoile mère, dont seulement une partie est absorbée par la planète,
2. l'énergie restituée par la planète, par rayonnement. Ce processus est un rayonnement de **corps noir**.
3. l'énergie produite par la planète. Dans le cas de la Terre, il s'agit essentiellement de la radio-activité de la matière dans l'écorce terrestre.

Dans le cas du Système Solaire, l'énergie disponible, émise par le Soleil, est donnée par la **constante solaire**. Sa valeur à 1 UA du Soleil est connue précisément grâce à des mesures effectuées par des satellites artificiels :

$$S = 1,37 \text{ kW m}^{-2} = 1,37 \times 10^{10} \text{ erg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$$

Si le rayon moyen de l'orbite terrestre est $r_{\oplus}$, une planète en orbite à une distance r autour du Soleil reçoit l'énergie :

$$S(r) = S \left(\frac{r_{\oplus}}{r} \right)^2 \quad (6.1)$$

Seule une partie de cette énergie est absorbée. Cette fraction absorbée est définie par l'**albedo** A de la planète. Une planète qui réfléchit tout le rayonnement incident a un albedo de $A = 1$. L'énergie absorbée par une planète de rayon R est alors

$$E_{\text{abs}} = \pi R^2 (1 - A) S(r) \quad (6.2)$$

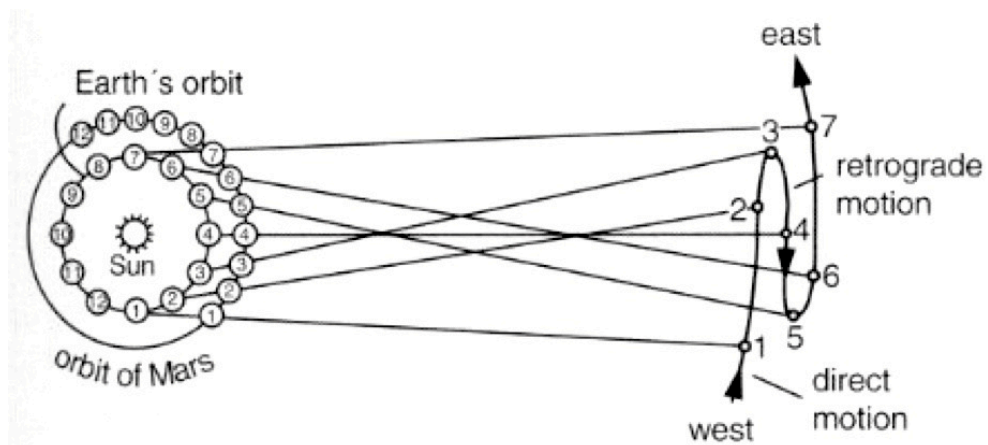


FIGURE 6.6 – Illustration du mouvement apparent de Mars, et des planètes extérieures en général, sur la voûte céleste.

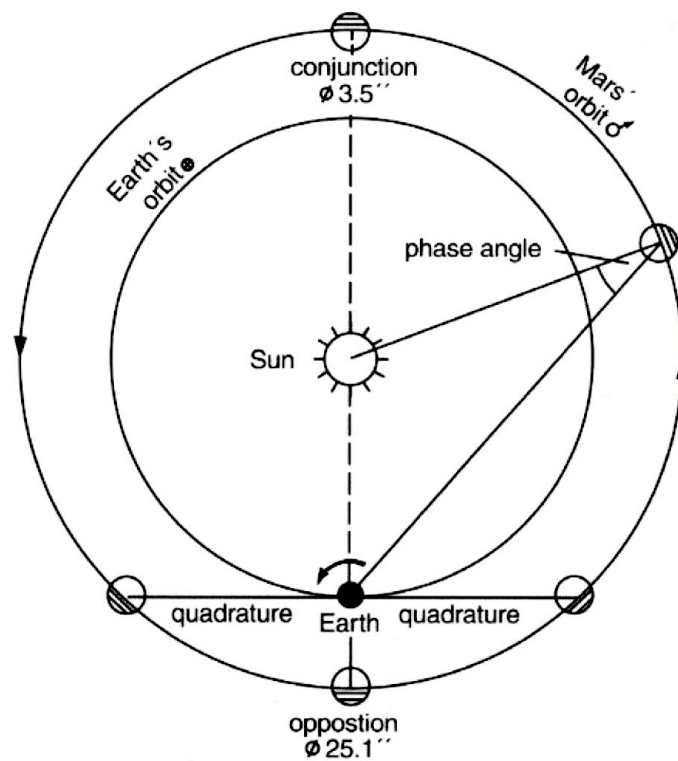


FIGURE 6.7 – Points caractéristiques des mouvements relatifs de Mars et de la Terre. Les termes employés restent valables pour toutes les autres planètes.

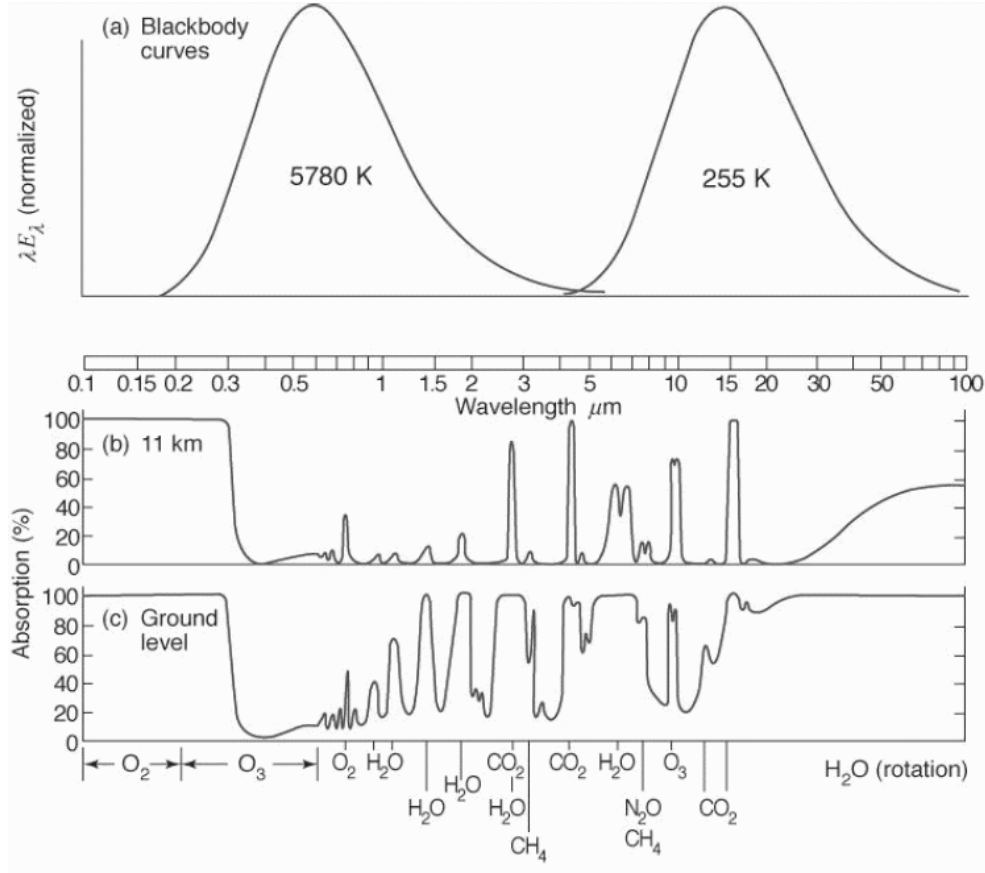


FIGURE 6.8 – **En haut** : spectres de corps noir du Soleil et de la Terre. **En bas** : le rayonnement reçu du Soleil par la Terre est filtré par les couches de la haute atmosphère selon la courbe d'absorption montrée au milieu de la Figure (pour une altitude de 11 km). Le rayonnement réémis par la Terre est filtré par la courbe d'absorption au niveau de la mer. Ce rayonnement, s'il est piégé par une absorption accrue par des gaz à effet de serre, peut provoquer un réchauffement global.

L'énergie renvoyée vers l'espace sous forme de rayonnement de corps noir est simplement donnée par la loi de Stefan-Boltzmann soit,

$$E_{bb} = 4\pi R^2 \sigma_{SB} T_{eff}^4 \quad (6.3)$$

On notera qu'une planète n'est pas un corps noir, mais son rayonnement peut être *associé* à celui d'un corps noir dont la température effective serait T_{eff} . On adopte donc une "température de corps noir" même si l'objet considéré n'est pas physiquement un corps noir.

Enfin, l'énergie produite par la planète peut s'exprimer sous la forme

$$E_{em} = 4\pi R^2 Q \quad (6.4)$$

où Q est l'énergie rayonnée au niveau du sol. Pour la Terre $Q_{\oplus} = 0.06 \text{ W m}^2$. Ce rayonnement est petit par rapport au rayonnement reçu du Soleil : $Q = 10^{-4} S$.

Le bilan global d'énergie est donc,

$$\begin{aligned} E_{abs} + E_{em} &= E_{bb} \\ \pi R^2 (1 - A) S(r) + 4\pi R^2 Q &= 4\pi R^2 \sigma_{SB} T_{eff}^4 \end{aligned} \quad (6.5)$$

ou encore,

$$1 + \frac{4Q}{(1-A)S(r)} = \frac{4\sigma_{\text{SB}}T_{\text{eff}}^4}{(1-A)S(r)} \quad (6.6)$$

Ainsi, la mesure de Q donne une estimation de la température effective de la planète et vice-versa. Pour la Terre, dont l'albedo $A = 0.3$, l'équation (6.6) donne $T_{\text{eff}} = 255 \text{ K}$, soit -18 C . La Table 6.4 donne la valeur de T_{eff} pour les planètes du Système Solaire. Toutes correspondent à un rayonnement de corps noir dont le pic d'émission se trouve dans l'infrarouge. En pratique, la température réelle à la surface de la planète est souvent très différente de la température effective puisqu'elle est dominée par la climatologie et donc par la capacité de l'atmosphère à retenir ou, au contraire, éliminer la chaleur reçue ou produite. Si la Terre ne produit quasiment pas de chaleur, les planètes géantes comme Jupiter, Saturne ou Neptune émettent 2 à 3 fois plus d'énergie qu'elles n'en reçoivent du Soleil. La source de ce rayonnement demeure mal comprise encore à l'heure actuelle. Il pourrait s'agir de chaleur résiduelle due à la formation de la planète. La planète n'a donc pas encore "refroidi" depuis sa formation. Une autre interprétation fait intervenir la libération d'énergie gravitationnelle.

La Figure 6.8 donne une vue schématique du bilan global énergétique pour la Terre et illustre la façon dont une planète peut être réchauffée (ou refroidie) artificiellement, soit en jouant sur les sources de rayonnements entrant et sortant, soit en modifiant le rôle filtrant de son atmosphère.

6.4 Structure interne et stabilité

La structure interne des planètes, et en fait de tout corps sphérique tel qu'une étoile, est déterminée par son **équation d'équilibre hydrostatique**. Considérons un élément de volume élémentaire dont la base a une surface dA et dont l'épaisseur est dr . La variation de pression due à l'élément de volume dont la densité est $\rho(r)$, est

$$-dPdA = \rho(r)dAdr \cdot g(r) \quad (6.7)$$

où $g(r)$ est la gravité due à la masse totale, $M(r)$, contenue dans la sphère de rayon r :

$$g(r) = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (6.8)$$

L'équation d'équilibre hydrostatique s'écrit alors :

$$\boxed{\frac{dP}{dr} = -\rho(r)g(r) = -\rho(r)\frac{GM(r)}{r^2}} \quad (6.9)$$

Dans le cas où la densité de masse est constante dans la sphère, l'intégrale peut se résoudre simplement pour estimer la pression au centre

$$\begin{aligned} P_c &= \int_R^0 \frac{dP}{dr} dr \\ &= \rho \int_0^R \frac{GM}{r^2} \left(\frac{r}{R}\right)^3 dr \\ &= \frac{1}{2}\rho \frac{GM}{R} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Dans le cas de la Terre $\rho_{\oplus} = 5500 \text{ kg m}^{-3}$, $M_R = M_{\oplus} = 5,97 \times 10^{24} \text{ kg}$, ce qui donne une pression au centre de $P_c = 170 \text{ GPa}$ soit $1,7 \times 10^6 \text{ bar}$.

La meilleure estimation de la pression au centre de la Terre est $P_c = 360 \text{ GPa}$. Cette pression est une estimation théorique. La plus grande pression mesurable en laboratoire est de l'ordre de 200 GPa. Des modèles "réalistes" d'intérieurs planétaires font intervenir l'**équation d'état** des matériaux

qui la composent. En particulier le profil de pression en fonction du rayon dépend des profils de densité et de température ainsi que de la composition chimique.

La dépendance de l'équation d'état avec la température étant faible, ce sont les profils de densité et la composition chimique qui fixent l'essentiel de la structure interne des planètes.

6.5 Hauteur de la plus haute montagne

Les planètes telluriques, similaires à la Terre, et donc qui possèdent une croûte solide, ont toutes des montagnes. Leur hauteur ne peut cependant pas dépasser une limite, imposée par la pression due au poids de la roche sur la base de la montagne.

Considérons une montagne ayant la forme d'un cube de hauteur $h_{\max}$, de surface de base S et dont la roche a une chaleur de fusion Q_f . La chaleur de fusion de la plupart des roches connues varie entre 40 et 100 calories par gramme ($1 \text{ cal} = 4,18 \times 10^3 \text{ Joules}$).

Considérons maintenant la couche la plus inférieure de la montagne, à l'altitude zéro et d'épaisseur Δh . Cette couche entrera en fusion si on lui fournit une énergie de fusion au moins égale à sa masse totale fois sa chaleur de fusion, ce qui s'exprime sous la forme

$$E_{\text{fus}} = \rho S \Delta h \cdot Q \quad (6.11)$$

où ρ est la densité moyenne de la roche. Par ailleurs, l'énergie absorbée par la couche d'épaisseur Δh est égale à la variation d'énergie potentielle gravitationnelle depuis l'altitude zéro jusqu'à la hauteur Δh . On a donc

$$E_{\text{pot}} = \rho h_{\max} S \cdot g \cdot \Delta h \quad (6.12)$$

En égalant les deux énergies on trouve immédiatement

$$h_{\max} = \frac{Q}{g} \quad (6.13)$$

Pour une montagne terrestre en granit dont la chaleur de fusion est de l'ordre de $Q = 60 \text{ cal/g}$, on trouve $h_{\max} \sim 25 \text{ km}$, ce qui est proche de la valeur observée si l'on prend la base des océans comme point zéro de l'échelle des altitudes.

6.6 Les atmosphères planétaires

L'existence ou pas d'une atmosphère à la surface d'une planète conditionne l'éventuelle apparition de la vie, du moins sous la forme où nous la connaissons sur Terre. C'est aussi l'atmosphère qui conditionne la température à la surface de la planète, bien plus encore que le rayonnement de l'étoile mère ou la distance à celle-ci. Tout comme les intérieurs planétaires, la structure des atmosphères est déterminée par une équation hydrostatique.

6.6.1 Structure des atmosphères

Si l'épaisseur de l'atmosphère est plus petite que le rayon R de la planète, on peut en bonne approximation considérer la gravité comme constante depuis le sol, jusqu'aux couches les plus élevées de l'atmosphère, c'est-à-dire $g = GM/R^2$. L'altitude se définit comme $h = r - R$ où r est la distance au centre de la planète. L'équation d'équilibre hydrostatique est alors similaire à l'équation (6.9) :

$$\frac{dP}{dh} = -g\rho(h) \quad (6.14)$$

Par ailleurs, l'équation des gaz parfaits permet d'exprimer la pression en fonction de la densité (ou de la densité de particules n), de la température, et de la masse moléculaire moyenne $\bar{\mu}$:

$$\begin{aligned}
P &= nkT \\
&= \frac{\rho kT}{\bar{\mu} m_u} \\
&= \frac{\rho \mathcal{R}T}{M}
\end{aligned} \tag{6.15}$$

où $\mathcal{R} = 8,31 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$ est la constante universelle des gaz, k est la constante de Boltzmann, et $m_u = 1,66 \times 10^{-27} \text{ kg}$, est l'unité de masse atomique. On obtient alors en reportant dans (6.14),

$$\frac{dP}{P} = -\frac{g\bar{\mu}m_u}{kT}dh, \tag{6.16}$$

qui donne le gradient de pression avec l'altitude. On remarque également que la quantité

$$H = \frac{kT}{g\bar{\mu}m_u} \tag{6.17}$$

a la dimension d'une longueur. On l'utilisera donc pour définir une échelle de longueur caractéristique pour les atmosphères planétaires. L'équation (6.16) se réécrit en fonction de H ,

$$\frac{dP}{P} = -\frac{dh}{H} \tag{6.18}$$

H peut être considéré comme une "altitude équivalente" donnant l'épaisseur de l'atmosphère. Si H est constant on intègre facilement l'équation précédente pour obtenir

$$P = P_0 e^{-h/H} \tag{6.19}$$

où P_0 est la pression à la surface du sol. Cette équation peut être utilisée pour estimer la différence de pression entre deux altitudes :

$$\ln P_2 - \ln P_1 = -\int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{H(h)} \tag{6.20}$$

Dans le cas général, comme l'indique l'équation (6.16), la structure de l'atmosphère dépend de :

1. la gravité g à la surface de la planète,
2. la masse moléculaire moyenne $\bar{\mu}$, c'est-à-dire la composition chimique de l'atmosphère ainsi qu'éventuellement de son état d'ionisation,
3. du changement de la température avec l'altitude $T(h)$

La Table 6.9 donne les paramètres caractéristiques pour les atmosphères des planètes similaires à la Terre dans notre Système Solaire.

6.6.2 Conditions d'existence

L'existence d'une atmosphère dépend bien sûr des conditions de formation, mais aussi de l'aptitude de la planète à retenir son atmosphère, une fois formée. Pour cela, il doit y avoir équilibre entre la gravité due à la planète et l'agitation thermique de l'atmosphère. Dans les notations utilisées précédemment, la vitesse la plus probable pour les molécules est donnée par la vitesse moyenne de la distribution de Boltzmann.

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT}{\bar{\mu}m_u}} \tag{6.21}$$

Si la vitesse moyenne des molécules dépasse la vitesse de libération ou "d'éjection" v_e de la planète, l'atmosphère ne peut exister. Cette vitesse d'éjection est donnée par $v_e = \sqrt{2gR}$. Par ailleurs, la

	Venus	Earth	Mars
“Solar constant” $S(r)$ [1 kW m ⁻²]	2.6	1.4	0.6
Mean albedo A	0.7	0.3	0.2
Effective temperature $\bar{T}_{\text{eff}}$ [K], (3.2)	230	255	216
Surface temperature T_0 [K]	735	288 (220–310)	210 (145–245)
Pressure at the surface P_0 [10 ⁵ Pa = 1 bar]	93	1	6 · 10 ⁻³
Relative pressure variations $\Delta P/P$	≤ 10 ⁻³ (?)	≈ 0.01	0.1
Troposphere:			
Scale height $H = \frac{kT}{g\bar{\mu}m_u}$ [km], (3.17)	14	8	11
Altitude of the tropopause [km]	60	10	15
Mean temperature gradient [K km ⁻¹]	8	6.5	3 ^a
Chemical composition (Relative volumes or particle densities)			
CO ₂	0.96	3 · 10 ⁻⁴	0.95
N ₂	0.03	0.78	0.03
O ₂	7 · 10 ⁻⁵	0.21	1 · 10 ⁻³
CO	2 · 10 ⁻⁵	1 · 10 ⁻⁷	7 · 10 ⁻⁴
H ₂ O	≈ 10 ⁻³	(1–28) · 10 ⁻³	3 · 10 ^{-4a}
Ar	7 · 10 ⁻⁵	9 · 10 ⁻³	0.02
Mean molecular mass $\bar{\mu}$	43.4	29.0	43.5

FIGURE 6.9 – Caractéristiques de l’atmosphère de la Terre et des 2 planètes les plus similaires à elle dans notre Système Solaire.

vitesse d’agitation des molécules peut s’exprimer en fonction de H : $\bar{v} = \sqrt{2gH}$, de telle sorte que l’atmosphère est retenue si $\bar{v} < v_e$, c’est-à-dire aussi si $H < R$.

Pour l’atmosphère terrestre dont la température $T=288$ K et $\bar{\mu} = 29$, on a $H \sim 8$ km, qui est négligeable devant le rayon terrestre. La Terre peut donc retenir son atmosphère. Du fait de sa forte température superficielle augmentant l’agitation thermique du gaz, et du fait de sa faible gravité, une planète comme Mercure ne peut retenir son atmosphère. Il en va de même de la Lune, même si dans ce dernier cas, la proximité de la Terre joue aussi un rôle important.

Le traitement des couches externes des atmosphères doit se faire différemment puisque dans ces régions très peu denses, les chocs entre molécules sont si rares que la distribution des vitesses ne suit plus la distribution de Boltzmann. Les molécules sont alors quasiment en orbite Keplerienne autour de la planète et on ne peut plus considérer l’atmosphère comme un gaz parfait.

6.7 Les comètes

Les comètes, avec les supernovae proches, sont probablement les astres les plus remarquables et remarqués, depuis les temps les plus reculés. Les passages de la célèbre comète de Halley, tous les

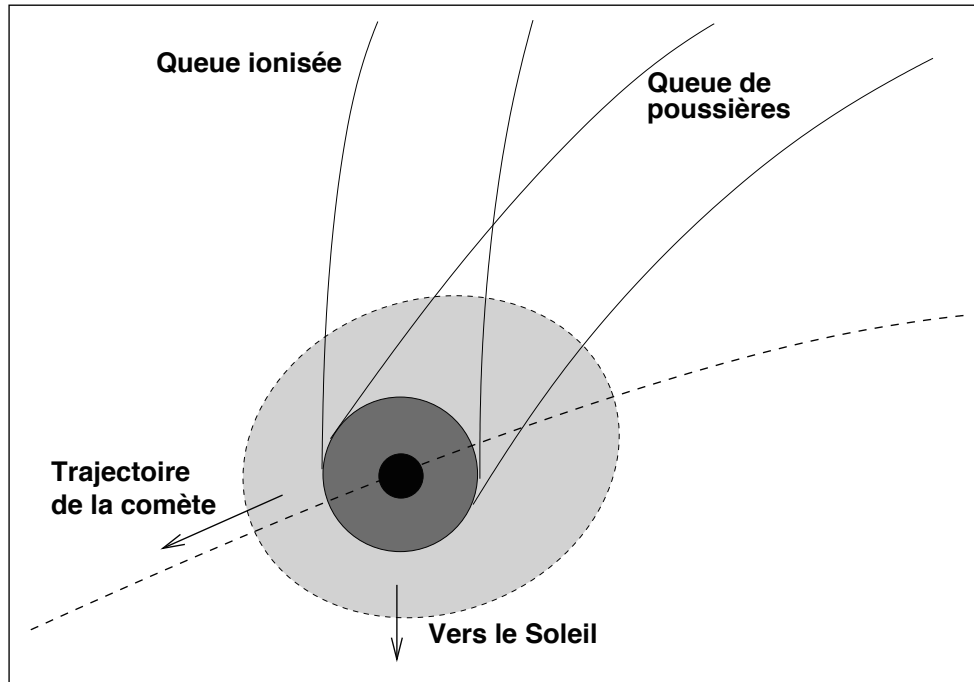


FIGURE 6.10 – Vue simplifiée d'une comète avec sa queue de gaz ionisée, dans la direction opposée au Soleil, la queue de poussières, courbée est plus proche de la trajectoire de la comète. Le noyau de la comète, en noir, mesure environ 10 km de diamètre. La coma, en gris sombre mesure de l'ordre de 10^6 km, alors que le halo d'hydrogène, en gris clair, peut s'étendre sur 10^7 km, voire plus. Les queues, quant à elles, peuvent atteindre des tailles de l'ordre de l'unité astronomique.

76 ans, apparaissent régulièrement dans les archives astronomiques ou nautiques, ceci depuis 240 avant J.C.

Ce n'est que dans les années 1950 qu'apparaissent les premières tentatives de modélisation des comètes, avec la suggestion par Fred L. Whipple que les noyaux cométaires consistent en de relativement petites boules de neige sales, de l'ordre de 10 km de diamètre. S'évaporant lentement sous l'action du rayonnement solaire, la boule de neige produit une large queue qui s'étend sur des millions de kilomètres.

Le noyau des comètes est constitué de glace (dont un peu d'eau) et de poussière. Autour de celui-ci (Figure 6.10), se trouve la **coma**, qui est essentiellement une zone où s'accumulent la poussière et le gaz sublimés par le rayonnement solaire avant de s'étendre dans une ou deux queues. Le noyau et la coma sont le plus souvent entourés d'un halo d'hydrogène gazeux.

On distingue deux types de queues cométaires :

1. la queue d'ions, dont les particules sont d'atomes et des molécules tels que CO^+ . L'interaction de ces molécules avec le **vent solaire** les expulse rapidement dans la direction opposée au Soleil. Cette queue a en général une couleur bleue car l'ion CO^+ absorbe la lumière solaire UV et la restitue dans des bandes de longueur d'onde autour de $4200 \text{ \AA}$,
2. la queue de poussières, dont les particules sont trop lourdes pour être balayées par le vent solaire. Cette queue est le plus souvent recourbée. Nous allons voir pourquoi dans les lignes qui suivent.

Les Figures 6.10 et 6.11 montrent les deux types de queues cométaires. Une fois sublimée, la matière dans la coma de la comète est soumise à l'équilibre (ou pas) de deux forces : la gravité due au Soleil, et la **pression de radiation**, vue au Chapitre 2. On notera que l'influence de la masse de la comète reste négligeable devant celle du Soleil, même si le grain de poussière en est beaucoup plus loin que



FIGURE 6.11 – Exemples de comètes réelles. En haut, la comète Hale-Bope à son passage proche de la Terre en 1997. Les deux queues sont bien visibles. La queue d’ions, plus bleue, est dirigée à l’opposé du Soleil. On devine également la courbure de la queue de poussières. En bas, la comète Mc Naught, à son passage en décembre-janvier 2007. La photo est prise depuis Paranal au Chili. Le noyau de la comète, proche du Soleil, est sous l’horizon. Seule la queue de poussières, très incurvée, est visible ici. Les panaches de différentes intensités lumineuses proviennent de “l’évaporation” irrégulière de la comète dans le temps.

de la comète. En fait, la vitesse des grains sublimés est supérieure à la vitesse de libération de la comète.

L'équilibre entre gravité et pression de radiation peut se quantifier de la façon suivante. Considérons un grain de poussière sphérique de rayon R , dont la section efficace géométrique est donc $\sigma = \pi R^2$. Si $L_\odot$ est la luminosité du Soleil et r sa distance à la comète, la pression de radiation s'exprime

$$F_{\text{rad}} = \frac{L_\odot}{4\pi r^2} \cdot \frac{\sigma}{c} = \frac{L_\odot R^2}{4r^2 c}, \quad (6.22)$$

et la gravité ressentie par le grain de densité ρ

$$F_{\text{grav}} = \frac{GM_\odot m_{\text{grain}}}{r^2} = \frac{4\pi GM_\odot \rho R^3}{3r^2}. \quad (6.23)$$

La condition d'équilibre entre les deux forces est alors

$$\frac{F_{\text{grav}}}{F_{\text{rad}}} = \frac{16\pi GM_\odot R \rho c}{3L_\odot}, \quad (6.24)$$

qui aboutit à une condition sur la taille des grains qui vont soit s'éloigner, soit se rapprocher du Soleil. Il existe ainsi un rayon critique des grains, qui correspond au moment où $F_{\text{grav}}/F_{\text{rad}} = 1$,

$$R_{\text{crit}} = \frac{3L_\odot}{16\pi GM_\odot \rho c} \quad (6.25)$$

Si les grains sont **plus petits** que R_{crit} la pression de radiation l'emporte sur la gravité et les grains s'éloignent du Soleil. Les poussières, hors influence de la gravité de la comète, se trouvent alors sur des orbites plus éloignées du Soleil que la comète elle-même. La troisième loi de Kepler impose alors que leur période orbitale est augmentée et que leur vitesse décroît, donnant ainsi son aspect incurvé à la queue de poussière. La taille typique des grains de poussière est de l'ordre de $R_{\text{crit}} = 1,9 \times 10^{-5}$ cm = 1900 Å.

La réalité est en fait plus complexe que le raisonnement naïf que nous venons de faire. En effet, lorsque la taille des grains devient comparable à la longueur d'onde d'observation, un phénomène de **diffusion de la lumière** apparaît dans la coma, et dans une moindre mesure dans les queues. A cause de cette diffusion, la lumière n'éclaire plus les grains de façon "faisceau parallèle". La section efficace d'absorption est donc plus petite que la section géométrique des grains.

Enfin, au voisinage du Soleil, la comète se déplace dans un milieu de densité non négligeable constitué par les protons du vent solaire. Comme la vitesse de la comète est supérieure à la vitesse du son dans le milieu ambiant, il y a formation d'une onde de choc "à l'avant" de la comète avec des déformations supplémentaires dans la structure de la comète.

6.8 Compléments vus au cours

Les planètes extra-solaires et méthodes de recherche, disques proto-planétaires, "proplyds" dans les nébuleuses gazeuses, la vie en dehors du système solaire.

Chapitre 7

Propriétés fondamentales des étoiles

Hormis le rayonnement de fond cosmologique et le phénomène d'accrétion, la quasi totalité de la lumière que nous recevons du ciel provient des étoiles. Les galaxies, seuls repères lumineux que nous puissions clairement voir dans l'univers, sont composées d'étoiles. Ces étoiles ont bien souvent des temps de vie courts comparés à ceux des galaxies. Notre connaissance de l'évolution des galaxies et de l'univers en général est donc intimement liée à notre connaissance de la physique stellaire, c'est-à-dire à notre connaissance du mode de formation, d'évolution et de mort des étoiles. Cette étude consiste en un pan entier de l'astrophysique moderne. Nous allons décrire ici dans les grandes lignes les principales caractéristiques des étoiles et les relier aux observations.

7.1 Description générale

La façon dont évolue une étoile au cours de sa vie **dépend essentiellement de sa masse initiale** et, dans une moindre mesure, de son environnement (étoile double ou multiple, membre d'amas etc...). L'intensité des réactions nucléaires, les températures qu'elles engendrent au centre des étoiles et la rapidité avec laquelle la matière est brûlée restent entièrement conditionnées par la masse du nuage initial qui a vu naître l'étoile. La mesure des masses stellaires est donc d'importance capitale. Peu de masses stellaires, hormis celles déterminées pour des étoiles doubles, ont directement été mesurées à ce jour.

Les observations en physique stellaire se fondent sur ce que l'on peut voir des étoiles, c'est-à-dire sur les parties les plus externes, les **atmosphères stellaires**. Chauffées par les couches plus profondes, elles rayonnent une lumière dont les caractéristiques spectrales sont très proches de celles d'un corps noir. Les spectres stellaires permettent de mesurer la température de corps noir des étoiles et de déterminer la composition chimique des atmosphères.

L'information sur la structure des couches internes est beaucoup plus difficile d'accès, **la profondeur optique** des atmosphères étant très grande. Alors que l'étude des atmosphères stellaires est relativement bien contrainte par l'observation, l'étude des couches profondes doit, soit se contenter de considérations purement théoriques, soit tenter d'estimer l'effet de l'évolution des couches internes, inobservables, sur les couches externes, mieux observables.

Depuis environ 10 ans, des mesures très précises de l'évolution de la luminosité des étoiles au cours du temps permettent néanmoins de mesurer leurs pulsations, et donc les mouvements de leurs couches internes. Ces mesures autrefois très difficiles sont maintenant effectuées de façon systématique et ont débouché sur une nouvelle discipline en astrophysique : **l'astérosismologie**.

7.2 Les atmosphères stellaires

Nous ne voyons des étoiles que la lumière émise par les minces couches externes. Leur atmosphère est donc en quelque sorte la "partie visible de l'iceberg". C'est elle qui va dominer notre perception

de ce qu'est une étoile et qui est à la base de la classification spectrale des étoiles établie entre la fin du 19ième siècle et le début du 20ième siècle à l'observatoire de Harvard aux Etats-Unis.

7.2.1 L'atome d'hydrogène

Les spectres stellaires sont, en très bonne approximation, des spectres de corps noir. A ce spectre "continu" se superposent des séries de raies, le plus souvent en absorption, qui correspondent aux différents éléments chimiques qui composent l'atmosphère. Des raies d'émissions peuvent aussi être observées lorsque du gaz est chauffé à proximité des étoiles.

L'atome d'hydrogène est responsable d'une grande partie des **raies stellaires**, sans grande surprise puisque l'hydrogène est de loin l'élément le plus abondant dans l'univers et puisqu'il est présent depuis le big-bang. On dit que l'hydrogène est un **élément primordial**. C'est en fait le seul élément primordial, avec le deutérium. Tous les autres éléments sont formés lors des réactions nucléaires dans les intérieurs stellaires.

Etant donné l'importance de l'hydrogène, non seulement dans les étoiles mais aussi dans les nuages interstellaires, les disques d'accrétions, les halos de galaxies et de quasars, il est important de pouvoir identifier ses principales transitions.

Sans même se placer dans le formalisme de la mécanique quantique, et en postulant seulement que le moment cinétique de l'électron lié de l'hydrogène ne peut prendre que des valeurs multiples de la constante de Planck $\hbar$, il est possible de prédire les niveaux d'énergie de cet atome simple. La recette ne fonctionne cependant que pour cet atome.

La quantification du moment cinétique d'un électron de masse m en orbite circulaire de rayon r à la vitesse constante v autour du proton central s'écrit $mvr = n\hbar$, où n est un nombre entier. En termes de longueur d'onde, ceci revient à dire que la longueur de l'orbite de l'électron est un multiple de la **longueur d'onde de de Broglie**, λ . Autrement dit $\lambda = h/mv$.

La force de Coulomb qui s'exerce entre le proton et l'électron doit compenser l'accélération due au mouvement circulaire de l'électron, selon

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (7.1)$$

En utilisant la quantification du moment cinétique, on trouve que la vitesse de l'électron qui correspond à $n\hbar$ est

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \frac{1}{n}, \quad (7.2)$$

et que le rayon, r_n , de l'orbite correspondante est

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} n^2. \quad (7.3)$$

L'énergie totale de l'électron s'exprime alors en fonction de n

$$E_{\text{tot}} = \frac{1}{2}mv_n^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n} \quad (7.4)$$

$$= -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (7.5)$$

$$= -\frac{C}{n^2} \quad (7.6)$$

où la constante C se calcule quand $n = 1$ c'est-à-dire pour le **niveau fondamental** de l'atome. La valeur numérique est $C = -2,18 \times 10^{-18}$ J ou encore $C = -13.6$ eV.

L'énergie d'un photon émis par l'atome pour que l'électron passe d'un niveau n_1 à un niveau n_2 est égale à la différence entre les énergies totales de l'électron sur chacun des deux niveaux,

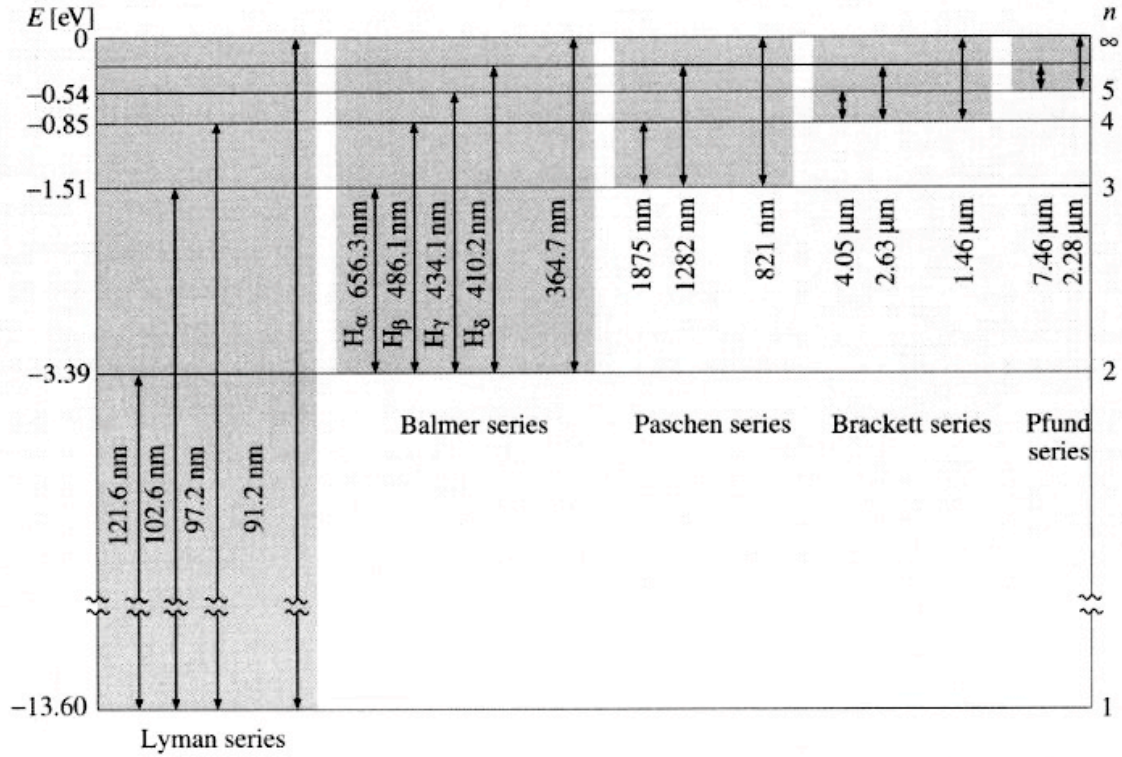


FIGURE 7.1 – Principales séries de raies dans le spectre de l’atome d’hydrogène neutre. Seuls quelques niveaux d’énergie sont représentés ici. Si l’on considère tous les niveaux possibles, la région entre les deux raies de plus courte longueur d’onde dans chaque série, se peuple jusqu’à former une “forêt de raies qui créent des discontinuités dans les spectres stellaires.

$$h\nu = E_{n_1} - E_{n_2} = C \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (7.7)$$

La conversion des énergies obtenues en longueur d’onde est immédiate,

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (7.8)$$

La nouvelle constante qui apparaît, $R = C/hc$, est la **constante de Rydberg** dont la valeur est $R = 1,097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Les énergies de toutes les transitions de l’atome d’hydrogène peuvent ainsi être prédites. Elles ont été mesurées expérimentalement par Johann Jakob Balmer en 1885, pour $n_1 = 2$. D’autres physiciens ont donné leur nom aux séries de raies correspondant aux séries de raies suivantes comme le montre la Figure 7.1.

Les raies principalement observées en astrophysique sont celles des séries de Lyman et de Balmer. Même si l’intensité des raies de Lyman et leur énergie sont plus fortes que celles de la série de Balmer c’est cette dernière qui a historiquement été observée en premier, car elle correspond à des longueurs d’onde optiques. La série de Lyman nécessite pour être observée soit des détecteurs ultraviolets, soit d’être décalée dans le rouge, par exemple par effet Doppler. Dans des objets situés à des distances cosmologiques, les raies de Lyman s’observent dans le domaine visible, et même dans l’infrarouge dans le cas des galaxies les plus lointaines.

C’est le choix de n_1 qui caractérise le “début” de la série de raies en longueur d’onde, et n_2 qui fixe l’espacement avec les raies suivantes, dans une même série. Dans les spectres stellaires, ceci se

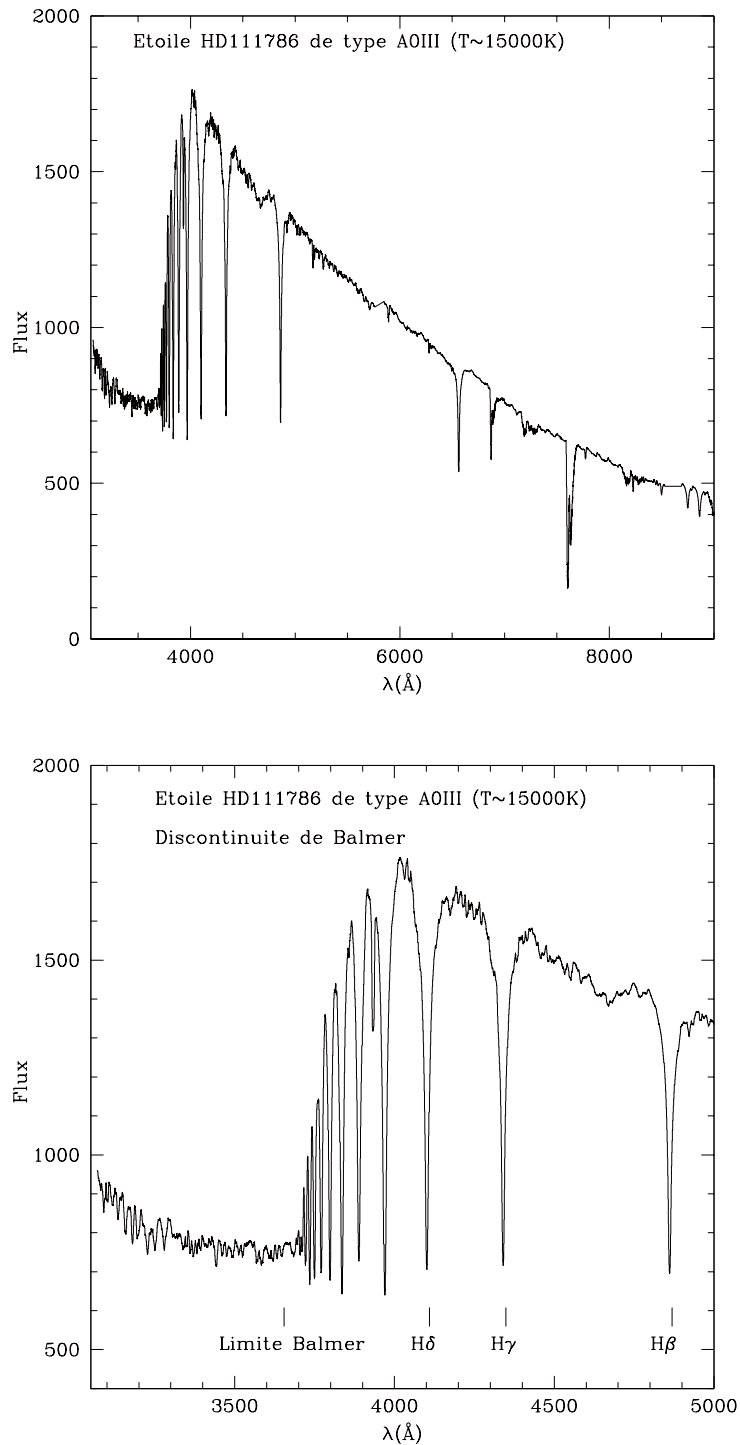


FIGURE 7.2 – **En haut** : spectre de l'étoile HD111786, de type A0III et de magnitude $V=6.15$. La température superficielle de l'étoile est de l'ordre de 15000 K, ce qui correspond à un corps noir dont le maximum d'intensité se trouve dans le bleu. On note de très nombreuses absorptions dont les plus fortes sont dues à l'atome d'hydrogène, sauf la raie la plus forte à 7600 $\text{\AA}$, qui est due à l'atmosphère terrestre. **En bas** : agrandissement de la région bleue du spectre de HD111786. La série de raies de Balmer, commençant à 3647 $\text{\AA}$ et se terminant vers 4100 $\text{\AA}$ produit un profond décrochage dans le spectre, connu sous le nom de **discontinuité de Balmer**.

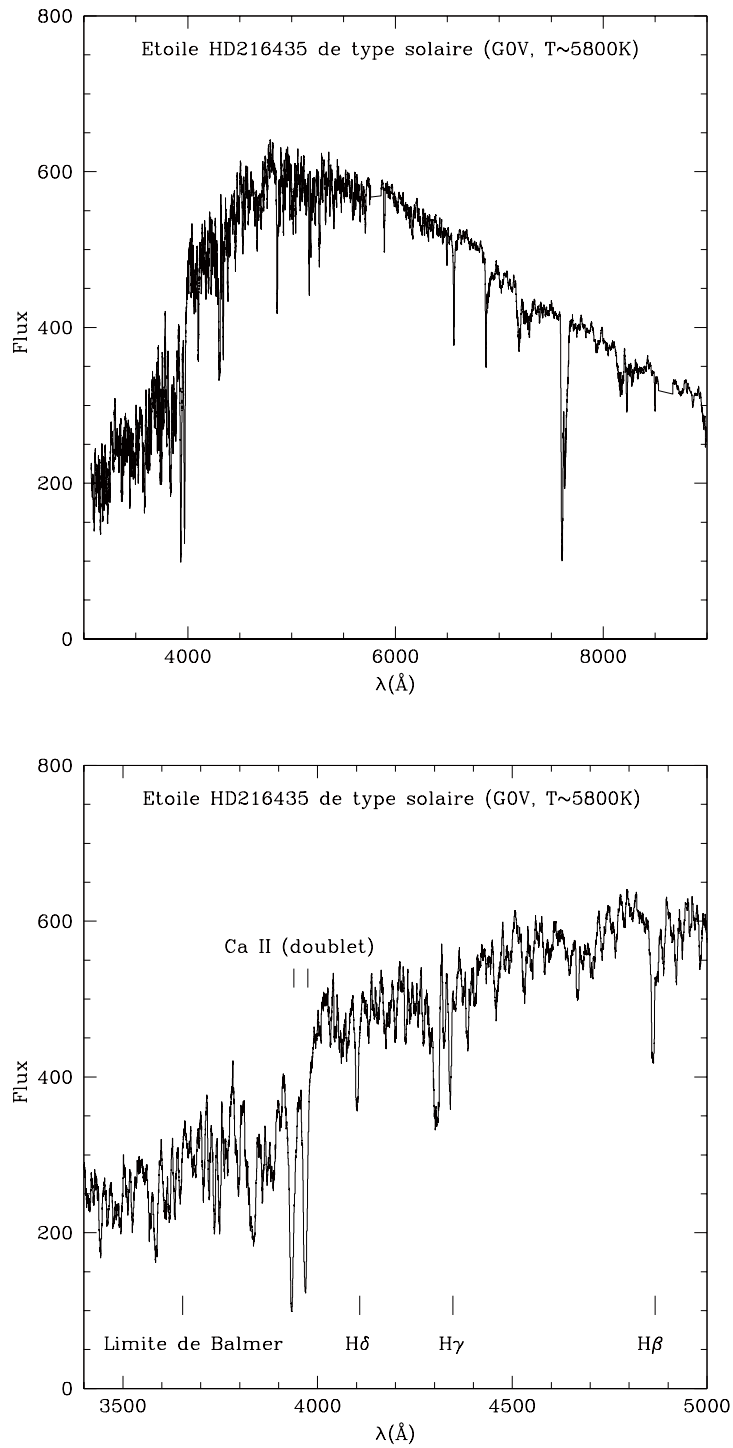


FIGURE 7.3 – **En haut** : spectre de l'étoile HD216435, de type solaire et de magnitude $V=6.03$. La température superficielle de l'étoile est de l'ordre de 5800 K, ce qui correspond à un corps noir dont le maximum d'intensité se trouve dans le jaune. Les raies de l'hydrogène et la discontinuité de Balmer sont moins fortes que dans les étoiles plus chaudes et plus bleues comme celle de la Figure 7.2. Comme dans la Figure 7.2, la raie la plus forte à 7600 Å, est due à l'atmosphère terrestre. On observe cette raie dans **tous** les spectres astronomiques, pris depuis des observatoires au sol. **En bas** : agrandissement de la région bleue du spectre. On remarque maintenant deux fortes raies d'absorption, correspondant au doublet du Calcium ionisé, CaII, à 3933 Å et 3969 Å.

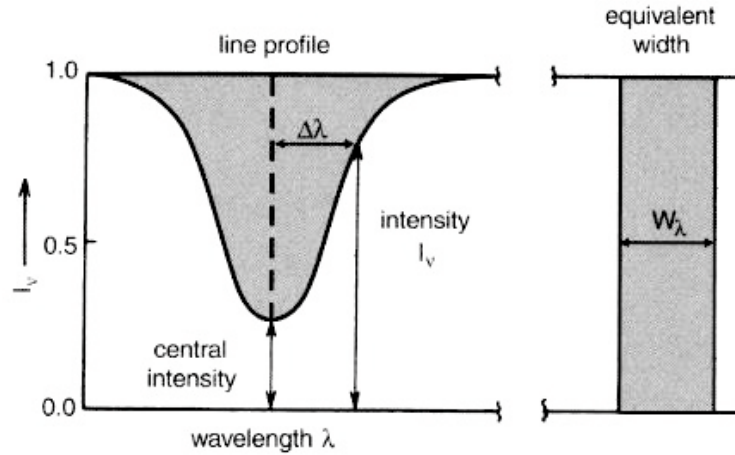


FIGURE 7.4 – Description d'un profil de raie par rapport à l'émission continue, et illustration de la notion de largeur équivalente de raie. La surface des raies à gauche et à droite (une fois soustrait le continu) sont égales. La largeur équivalente d'une raie est indépendante du niveau du spectre continu. Largeurs équivalentes se mesurent le plus souvent en unité de longueur d'onde plutôt qu'en unités de fréquences.

traduit par une succession de plages de longueurs d'onde "en escalier", absorbées par l'hydrogène de l'atmosphère. La discontinuité la plus profonde correspond aux transitions des niveaux excités vers le niveau $n = 2$. La discontinuité observée est connue sous le nom de **discontinuité de Balmer**, comme l'illustrent les Figures 7.2 et 7.3.

7.2.2 Notion de largeur équivalente de raie

La forme des raies spectrales et leur profondeur, qu'elles soient dues à l'hydrogène ou à d'autres éléments chimiques, donnent des informations sur l'énergie transportée par le rayonnement. La forme des raies est déterminée par l'intensité spécifique $I_\nu(0, \theta)$ ou $I_\lambda(0, \theta)$ qui émerge à la surface de l'étoile, où l'épaisseur optique est nulle ($\tau = 0$). Comme le disque apparent des étoiles n'est pas résolu par les télescopes, c'est le flux de rayonnement, $F_\nu(0)$ ou $F_\lambda(0)$, intégré sur les angles solides, que l'on mesure sur les spectres.

La mesure des profils de raies se fait par rapport **au continu**, c'est-à-dire par rapport à des régions du spectre où se trouvent peu ou pas de raies. Le plus souvent, le niveau du continu est pris comme référence et on le normalise à un niveau moyen égal à $I_c = 1$. La réduction d'intensité spécifique ou de flux observé à la longueur d'onde λ ou la fréquence ν peut s'écrire en fonction du niveau I_c du continu,

$$r_\lambda = \frac{I_c - I_\lambda}{I_c} \quad \text{ou} \quad R_\lambda = \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} \quad (7.9)$$

La Figure 7.4 montre cette normalisation et illustre la notion de **largeur équivalente de raie**. Il s'agit de la largeur qu'aurait une raie de surface donnée si elle avait une forme rectangulaire. De façon plus formelle, cela revient à dire que

$$W_\lambda = \int_{\text{raie}} R_\lambda d\lambda \quad (7.10)$$

La largeur équivalente d'une raie est proportionnelle à la quantité d'énergie lumineuse absorbée (ou émise, dans le cas des raies en émission).

7.2.3 Abondance des éléments chimiques et métallicité

La quantité de rayonnement absorbée par un élément chimique dépend de l'énergie du rayonnement lui-même, mais aussi de la densité du matériau absorbant, c'est-à-dire de l'**abondance** des éléments chimiques qui le composent. La mesure de ces abondances se fonde sur la profondeur des raies observées dans les spectres stellaires mais dépend du modèle que l'on adopte pour représenter l'atmosphère des étoiles. Pour cette raison, on s'intéresse à mesurer des abondances relatives d'un élément par rapport à un autre ou les abondances dans une étoile par rapport à celles dans le Soleil, plutôt qu'à la mesure des abondances de façon absolue.

Par convention on rapporte les mesures d'abondances dans une étoile par rapport à l'abondance de l'hydrogène. Pour le Soleil, on fixe $n(H) = 10^{12}$, dans des unités arbitraires. L'abondance des autres éléments s'exprime comme un rapport. Par exemple l'abondance du carbone est $n(C)/n(H) = 4,2 \times 10^{-4}$. L'échelle logarithmique est plus facile à utiliser. On aura donc $\log(C) = 8,6$.

Pour les autres étoiles, on rapporte les abondances par rapport à leur abondance dans le Soleil. L'abondance d'un élément X est notée $\epsilon(X)$,

$$\epsilon(X) = \frac{(n(X)/n(H))_{\star}}{(n(X)/n(H))_{\odot}} \quad (7.11)$$

ou encore sous forme logarithmique, on note

$$[X/H] = \log \epsilon(X) \quad (7.12)$$

Tous les éléments dont les numéros atomiques $Z \geq 6$ sont appelés des “métaux”. Leur abondance moyenne $[M/H] = \log \epsilon(M)$ donne une idée du stade évolutif des étoiles puisque ce sont les réactions nucléaires successives au centre des étoiles qui produisent des éléments chimiques de plus en plus lourds.

On appelle souvent la quantité $[X/H]$ la métallicité de l'astre, qu'il s'agisse d'une étoile, d'une galaxie, d'une atmosphère. Une métallicité de $[Fe/H] = -1$ signifie par exemple que le contenu en fer est 10 fois moins élevé que dans le Soleil. Une métallicité de 0 est identique à celle du Soleil.

7.3 Le diagramme de Hertzsprung-Russell (diagramme “HR”)

7.3.1 Description générale

Les premiers travaux de classification des étoiles en fonction de leur couleur remontent à 1880, avec la **classification de Harvard**. Utilisant les observations essentiellement obtenues par W. Huggins, A. Secchi et H.C. Vogel, E.C Pickering et A. Cannon purent établir un classement des étoiles **7 types spectraux** représentés chacun par une lettre. Ainsi, on distingue les classes O, B, A, F, G, K, M, qui vont des étoiles les plus bleues et donc les plus chaudes, vers les plus rouges, dont la température de surface est plus froide. Afin de préciser leur classification, chaque classe est subdivisée en 10 sous classes, allant de 0 à 9. Ainsi, une étoile du type A5 est située juste “au milieu” entre les classes B0 et A0. La classification de Harvard est une classification en **classes de couleurs**. Elle s'est par la suite affinée et la présence ou non de certaines raies dans les spectres est devenu un critère dans la classification.

La température des couches externes des étoiles détermine leur couleur. Leur masse détermine leur luminosité intrinsèque, c'est-à-dire leur magnitude absolue. Il est donc logique de construire des diagrammes montrant une observable relative à la couleur des étoiles en fonction d'une observable relative à leur luminosité. De tels diagrammes, fondamentaux pour se représenter de façon synthétique les principales caractéristiques des étoiles **vues à la même distance**, ont été proposés pour la première fois entre 1905 et 1913 par E. Hertzsprung et H.N. Russell. Ils sont connus depuis sous le nom de **diagrammes de Hertzsprung-Russell, ou encore diagrammes “HR”**.

Les étoiles ne se répartissent pas de façon aléatoire dans le diagramme HR, mais se regroupent dans des zones bien précises. Par ailleurs, elles se déplacent dans le diagramme au cours de leur

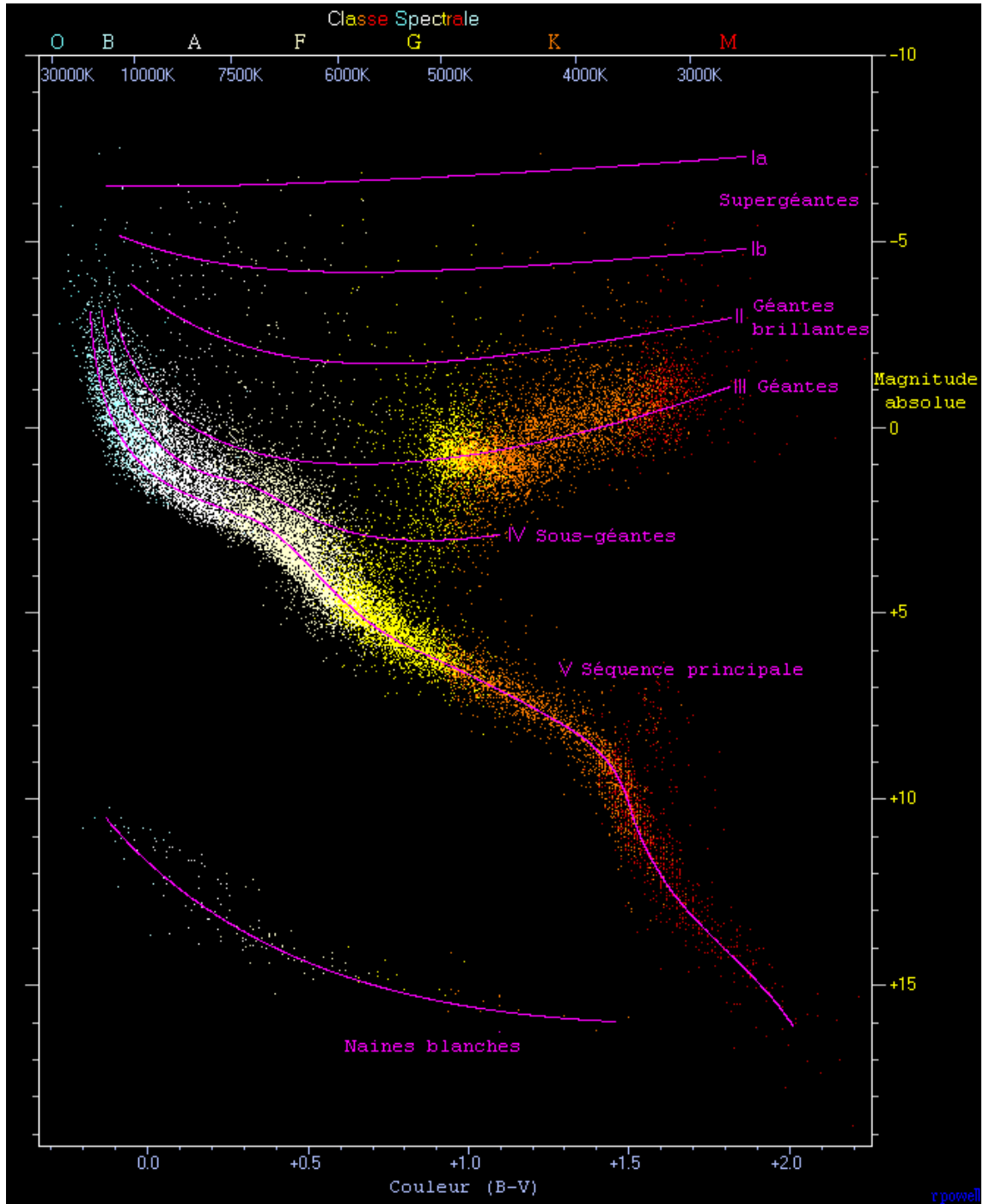


FIGURE 7.5 – Diagramme couleur-magnitude pour 16'631 étoiles de notre galaxie, avec des parallaxes plus précises que 10% et une mesure sur la couleur plus précise que $\sigma_{(B-V)} = 0.025$ mag. La plupart des étoiles sont le long de la **séquence principale**, en diagonale depuis le coin en haut à gauche jusqu'au coin en bas à droite. L'autre branche du diagramme, presque perpendiculaire à la précédente est composée d'étoiles dites "géantes".

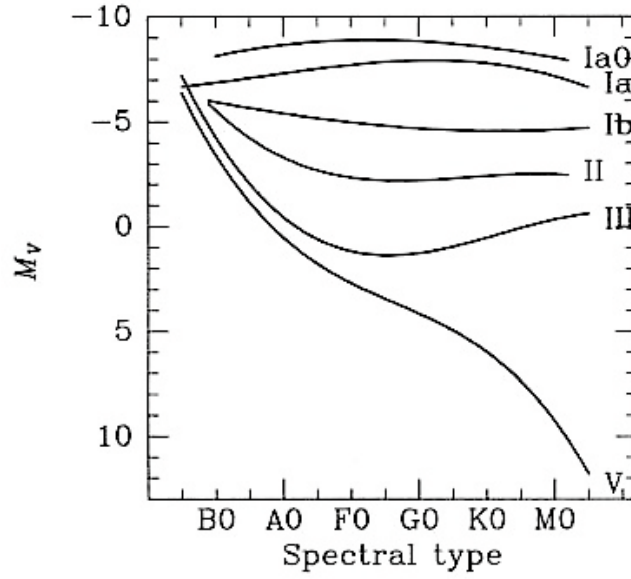


FIGURE 7.6 – Position des différentes classes de luminosité dans le diagramme HR. Une rapide comparaison avec la Figure 7.5 permet de noter que les hyper-géantes et les super-géantes sont des classes rares.

Table 3.13 Physical properties of MS stars

Spectral type	$M/M_{\odot}$	$\log(L/L_{\odot})$	M_{bol}	M_V	$R/R_{\odot}$	$\bar{\rho}/\bar{\rho}_{\odot}$
O3	120	6.15	-10.7	-6.0	15	0.035
O5	60	5.90	-10.1	-5.7	12	0.035
O8	23	5.23	-8.4	-4.9	8.5	0.037
B0	17.5	4.72	-7.1	-4.0	7.4	0.043
B3	7.6	3.28	-3.5	-1.6	4.8	0.069
B5	5.9	2.92	-2.7	-1.2	3.9	0.099
B8	3.8	2.26	-1.0	-0.2	3.0	0.14
A0	2.9	1.73	0.3	0.6	2.4	0.21
A5	2.0	1.15	1.7	1.9	1.7	0.41
F0	1.6	0.81	2.6	2.7	1.5	0.47
F5	1.3	0.51	3.4	3.5	1.3	0.59
G0	1.05	0.18	4.2	4.4	1.1	0.79
G5	0.92	-0.10	4.9	5.1	0.92	1.18
K0	0.79	-0.38	5.6	5.9	0.85	1.29
K5	0.67	-0.82	6.7	7.4	0.72	1.79
M0	0.51	-1.11	7.4	8.8	0.60	2.36
M5	0.21	-1.96	9.6	12.3	0.27	10.7
M7	0.12	-2.47	10.8	14.3	0.18	20.6
M8	0.06	-2.92	11.9	16.0	0.1	60

SOURCE: Data published in Schmidt-Kaler (1982)

FIGURE 7.7 – Caractéristiques des étoiles de la séquence principale (classe de luminosité V), en unités solaires. On note les variations significatives des paramètres pour des étoiles en début ou fin de chaque type spectral.

vie. Le diagramme HR constitue un outil essentiel dans notre compréhension de la façon dont évoluent les étoiles. **L'évolution stellaire** représente un pan entier de l'astrophysique moderne. C'est la prédiction de l'endroit où se trouvent les étoiles dans le diagramme HR et la comparaison avec les observations qui guide les modifications à apporter aux modèles.

Il existe plusieurs versions du diagramme HR. Le premier compare la température de surface et la magnitude absolue. Il s'agit du diagramme HR dans la version proposée par Hertzsprung et Russell. La mesure de la température nécessitant l'observation de spectres, elle est souvent impossible ou en tout cas grandement limitée par les moyens d'observation. On se contente donc souvent de remplacer la température effective par un indice de couleur. La conversion de ce dernier en température fait intervenir des modèles et est donc moins précise qu'une mesure directe de la température en spectroscopie. Les diagrammes en question s'appellent des **diagrammes couleur-magnitude**. Ils permettent des études comparatives entre étoiles, comme par exemple la détermination des populations stellaires des amas d'étoiles et des galaxies ainsi que la comparaison de leurs âges.

Les diagrammes HR ou couleur-magnitude, utilisent tous deux des magnitudes absolues, ce qui impose de connaître la distance aux étoiles. Or, la mesure des distances par la méthode des parallaxes reste limitée au voisinage solaire. La Figure 7.5 montre un exemple d'un tel diagramme pour 16'631 étoiles dans un rayon de 100 pc autour du Soleil (c'est-à-dire très proche du Soleil, la Galaxie mesure environ 30'000 pc de diamètre). Les distances utilisées ici sont celles mesurées par le satellite Hipparcos. Un autre moyen de construire des diagrammes HR est de considérer des groupes stellaires, où toutes les étoiles sont à la même distance de nous et dont la taille est négligeable devant la distance nous séparant d'eux. La magnitude apparente est alors égale à la magnitude absolue à une constante près.

7.3.2 Taille des étoiles dans le diagramme HR

La luminosité des étoiles ou, de façon équivalente, leur magnitude absolue, dépend directement de leur rayon. La luminosité d'une étoile de rayon R s'exprime (chapitre 3)

$$L = 4\pi R^2 \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4 \quad (7.13)$$

où σ_{SB} est la constante de Stefan-Boltzmann. En prenant le logarithme, il vient

$$\log L = 2\log R + 4\log T_{\text{eff}} + C. \quad (7.14)$$

Les étoiles d'un même rayon se trouvent donc sur une droite dans un diagramme couleur magnitude puisque la magnitude est proportionnelle au logarithme du flux et la couleur proportionnelle au logarithme de la température. La valeur du rayon fixe l'ordonnée à l'origine de la droite. Ainsi, plus le rayon de l'étoile est grand, plus la droite est haute dans le diagramme. Dans la Figure 7.5, la droite $R = 1R_{\odot}$ se situe environ sur la séquence principale, où se trouve le Soleil.

Les constantes dans la relation (7.13) peuvent être éliminées en rapportant les observables aux valeurs pour le Soleil. On a alors

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{T}{T_{\odot}}\right)^4 \quad (7.15)$$

Une étoile de rayon R située à une distance r de la Terre sous-tend un angle minuscule égal à

$$\alpha = \frac{R}{r} \quad (7.16)$$

ou encore en seconde d'arc

$$\alpha = \frac{360 \times 3600}{2\pi} \frac{R}{r} = 206265 \times \frac{R}{r} = 4,65 \times 10^{-3} \left(\frac{R/R_{\odot}}{r[\text{pc}]}\right) \quad (7.17)$$

L'étoile la plus proche du Soleil, α Cen est située à 1,3 pc de nous ce qui lui confère un rayon de quelques millièmes de seconde d'arc. Pour observer un tel rayon, il faudrait un télescope dont la

limite de diffraction (cf. chapitre 5) est au moins égale à cette valeur. Un tel télescope, s'il devait fonctionner dans le domaine visible, devrait avoir un diamètre de plus de 120 m de diamètre. Pour cette raison la mesure directe des rayons stellaires ne peut se faire que dans des étoiles binaires en mesurant la durée des éclipses provoquées par l'une des étoiles sur son companion. Encore faut-il connaître l'inclinaison de l'orbite relative des deux étoiles. Depuis 2002, le Very Large Telescope, à Cerro Paranal au Chili fonctionne en mode interférométrique. La plus grande séparation entre ses 4 télescopes optiques est de 200 m, lui permettant ainsi de mesurer le rayon des étoiles les plus proches de la Terre. Ce ne sera qu'avec des interféromètres spatiaux qu'il sera possible de constituer de grands échantillons d'étoiles avec un rayon mesuré de façon précise pour réellement contraindre les modèles de formation et d'évolution stellaires.

En attendant les interféromètres spatiaux, c'est la photométrie des étoiles (mesure de leur flux) couplée à la spectroscopie, donnant une estimation de la température, qui permet d'estimer les rayons stellaires. Le flux monochromatique reçu sur Terre d'une étoile de température effective T_{eff} est simplement (chapitre 3)

$$f_{\lambda} = F_{\lambda} \left(\frac{R}{r} \right)^2 = F_{\lambda} \alpha^2, \quad (7.18)$$

où F_{λ} est la puissance rayonnée par l'étoile. Le flux de rayonnement total, intégré sur toutes les longueurs d'onde (le flux qui correspond à la magnitude bolométrique de l'étoile), est donné par la Loi de Wien,

$$f_{bol} = F_{bol} \alpha^2 = \sigma_{SB} T_{eff}^4 \alpha^2, \quad (7.19)$$

Ou encore de façon équivalente

$$L = 4\pi r^2 f_{bol} = 4\pi R^2 F_{bol} = 4\pi R^2 \sigma_{SB} T_{eff}^4 \quad (7.20)$$

Une fois connue la distance r à l'étoile, on mesure L ou T_{eff} ou la magnitude absolue, toutes trois liées, et l'on estime R .

Les rayons stellaires peuvent atteindre des tailles impressionnantes. Par exemple, l'étoile α Ori (M2 Iab, $V = 0.5$ mag, $r = 200$ pc) a un rayon de $R = 1000 R_{\odot}$, soit 4,6 UA. Le rayon de cette étoile est donc 4,6 fois plus grand que l'orbite de la Terre autour du Soleil. Son diamètre angulaire n'est cependant que de $\alpha = 0.02$ seconde d'arc. Même le télescope spatial Hubble ne pourrait pas résoudre le "disque" de cette étoile hyper-géante proche.

7.3.3 Classification MK

La classification MK de W.W. Morgan et P.C. Keenan est une extension de la classification de Harvard. Elle contient la classification de Harvard, mais y ajoute des **classes de luminosité**. La luminosité, comme nous venons de le voir, est directement liée à la taille des étoiles ce qui fait que les classes de luminosité portent des noms plutôt évocateurs de tailles que la luminosité. On dénote 7 classes de luminosité :

- **Ia-0** : hyper-géantes
- **I** : super-géantes
- **II** : géantes lumineuses
- **III** : géantes
- **IV** : sous-géantes
- **V** : séquence principale des naines (dont le Soleil)
- **VI** : sous-naines

La Figure 7.6 donne la localisation des différentes classes de luminosité dans un diagramme HR. La Table 7.7 donne les tailles et les luminosités des étoiles en unités solaires. La classification MK est la classification utilisée de nos jours.

7.4 Source d'énergie dans les étoiles

7.4.1 Température interne

Une rapide application du théorème du viriel à un nuage d'hydrogène de masse totale M permet d'estimer la température T à l'intérieur de l'étoile de rayon R à laquelle il donne naissance en se contractant. Comme vu au chapitre 2, on a pour une sphère en équilibre gravitationnel

$$\langle E_{\text{cin}} \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_{\text{pot}} \rangle \quad (7.21)$$

$$\frac{3}{2} \frac{kT}{\mu m_H} M = \frac{3}{10} \frac{GM^2}{R} \quad (7.22)$$

où $\mu = \bar{m}/m_H$, avec $\bar{m}$ la masse moléculaire moyenne des particules de gaz. k est la constante de Boltzmann. Appliqué à une étoile de la séquence principale (classe de luminosité V), on trouve des températures de l'ordre de $T \sim 10^6 - 10^7$ K.

7.4.2 Etoile en contraction gravitationnelle

On peut estimer le temps de vie qu'aurait une étoile si toute son énergie gravitationnelle était rayonnée dans le vide interstellaire à un taux correspondant à sa luminosité L_* . Pendant l'intervalle de temps dt , l'étoile perd $dE_{\text{tot}} = L_* dt$. La variation d'énergie totale est simplement

$$dE_{\text{tot}} = dE_{\text{cin}} + dE_{\text{pot}} = L_* dt, \quad (7.23)$$

or, on a aussi d'après le théorème du viriel,

$$2dE_{\text{cin}} + dE_{\text{pot}} = 0, \quad (7.24)$$

d'où

$$dE_{\text{pot}} = 2L_* dt \quad (7.25)$$

et

$$dE_{\text{cin}} = -L_* dt \quad (7.26)$$

Autrement dit, lorsque l'étoile perd de l'énergie par rayonnement, elle se contracte aussi en perdant de l'énergie potentielle. Le théorème du viriel impose alors que la moitié de l'énergie potentielle "sert" à donner sa luminosité L_* à l'étoile et l'autre moitié est convertie en énergie cinétique, selon les équations (7.25) et (7.26).

La conséquence de la perte d'énergie par rayonnement est donc une contraction continue de l'étoile, couplée à une augmentation de sa température.

Sans les réactions nucléaires qui viennent apporter de l'énergie, l'étoile ne peut compter que sur sa contraction gravitationnelle pour rayonner la luminosité observée. Le temps de vie de l'étoile dans ce cas s'appelle le **temps de Helmholtz-Kelvin** :

$$t_{\text{vie}} = \frac{E_{\text{pot}}}{L_*} = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{L_* R} \quad (7.27)$$

Pour le Soleil ($L_{\odot} = 3,85 \times 10^{26}$ W), le temps de vie est de l'ordre de $t_{\text{vie}} \sim 10^7$ ans, ce qui est bien sûr au moins 4 ordres de grandeurs trop faible par rapport à la réalité puisqu'on sait que la Terre a au moins 4,5 milliards d'années d'existence. On démontre donc aisément que la source d'énergie du Soleil ne peut être sa seule contraction gravitationnelle.

7.4.3 Production d'énergie à travers les réactions nucléaires

Considérons un nuage autogravitant formé uniquement d'hydrogène et se contractant jusqu'à allumage de la réaction nucléaire



L'énergie libérée par la fusion des 4 atomes d'hydrogène en 1 atome d'hélium est égale à la différence de masse entre les composants avant et après la réaction, c'est-à-dire la différence entre 4 fois la masse d'un atome d'hydrogène et la masse d'un noyau d'hélium. La masse d'un atome est plus petite que la somme des masses de ses composants, la différence étant l'**énergie de liaison** qui maintient les composants unis.

La masse des 4 atomes d'hydrogène est $4 \times 1,007825 = 4,0313\ m_u$ ($m_u = 1,6605 \times 10^{-27}\ \text{kg} = 931,49\ \text{MeV}/c^2$). La masse de l'atome d'hélium est $4,0026\ m_u$. L'énergie libérée par une seule de ces réactions est donc

$$\begin{aligned} \Delta E(4\ ^1H \rightarrow\ ^4He) &= \Delta m \times c^2 \\ &= 4,28 \times 10^{-12}\ \text{J} \\ &= 26,73\ \text{MeV} \end{aligned}$$

En pratique, des neutrinos sont émis lors de la réaction et emportent une partie de l'énergie. Cette énergie n'est pas restituée à l'étoile puisque les neutrinos n'interagissent pas (du moins très peu) avec la matière. L'énergie réellement libérée et contribuant au bilan énergétique n'est en fait que de $\Delta E(4\ ^1H \rightarrow\ ^4He) = 26,23\ \text{MeV}$.

Si tout l'hydrogène d'une étoile de 1 masse solaire est converti en hélium, l'énergie disponible serait de $E = 1,28 \times 10^{45}\ \text{J}$, ce qui donnerait un temps de vie de $t_{\text{vie}} = 1,05 \times 10^{11}\ \text{ans}$, soit 100 milliards d'années. Le temps nous séparant du "Big-bang" étant de l'ordre de seulement 15 milliards d'années environ, les réactions nucléaires semblent une excellente source d'énergie pour expliquer les temps de vie observés pour les étoiles !

Les éléments plus lourds que l'hélium sont formés par fusions successives d'éléments plus légers, jusqu'au ^{56}Fe , élément pour lequel l'énergie de liaison par nucléon est de 8,4 MeV. La plus grande partie de cette énergie est déjà disponible rien qu'avec la fusion de l'hydrogène qui fournit 6,5 MeV par nucléon.

7.5 Les différentes réactions nucléaires au sein des étoiles

Les réactions nucléaires démarrent dans les intérieurs stellaires dès que la température atteint quelques millions de degrés. Comme vu plus haut, de telles températures sont atteignables juste du fait de l'énergie gravitationnelle de l'étoile.

La première réaction entrant en jeu est celle de la "combustion" de l'hydrogène¹, possible de deux façons différentes. L'une s'appelle la **réaction proton-proton ou "chaîne pp"**, et l'autre consiste en un cycle faisant intervenir le carbone, l'azote, et l'oxygène. Elle est connue sous le nom de **cycle CNO**. Les deux séries de réactions sont décrites en détail dans les Figures 7.8 et 7.9 et diffèrent essentiellement dans le fait que la première est efficace à plus basse température que la seconde.

7.5.1 La "chaîne pp" (proton-proton)

La chaîne pp fait intervenir 4 atomes d'hydrogène qui sont tout d'abord transformés en deutérium avec libération d'un neutrino électronique qui emmène avec lui une partie de l'énergie de liaison.

1. On notera que l'on parle par abus de langage de "combustion" au sens chimique du terme, alors qu'il s'agit de fusion nucléaire.

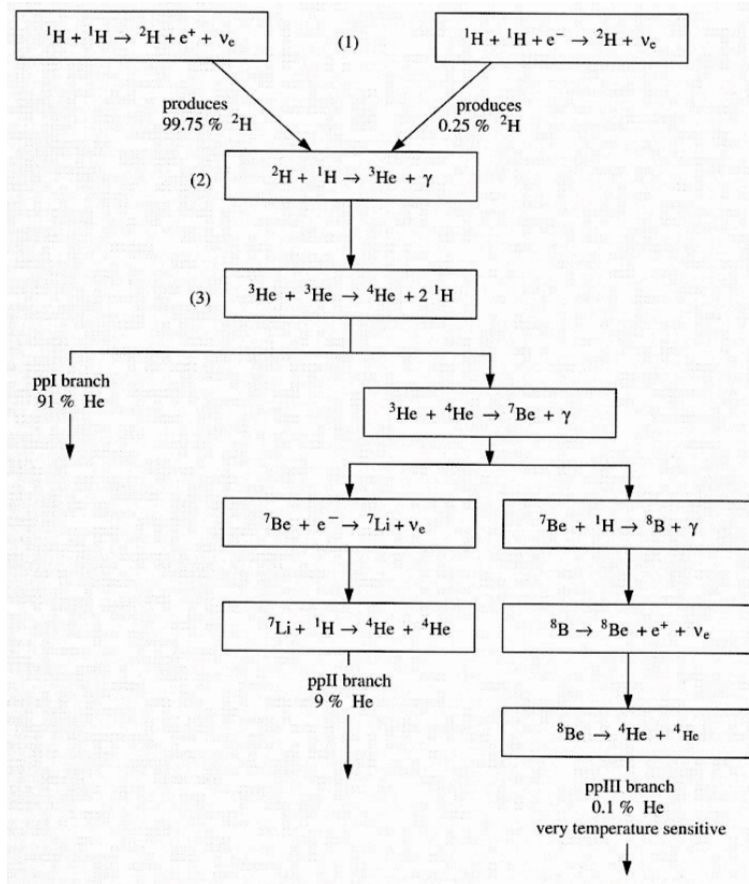


FIGURE 7.8 – Représentation schématique de la chaîne de réaction dite “pp”, proton-proton, et ses trois embranchements caractéristiques. Cette chaîne est possible dès $T \sim 4 \times 10^6$ K.

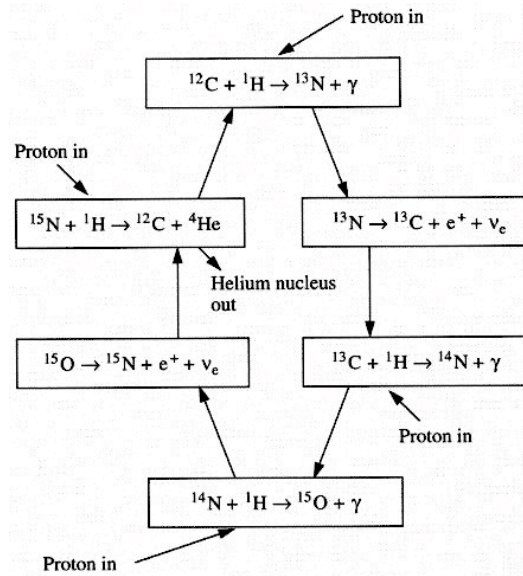


FIGURE 7.9 – Cycle du carbone, dit “CNO”, démarrant vers $T \sim 12 \times 10^6$ K.

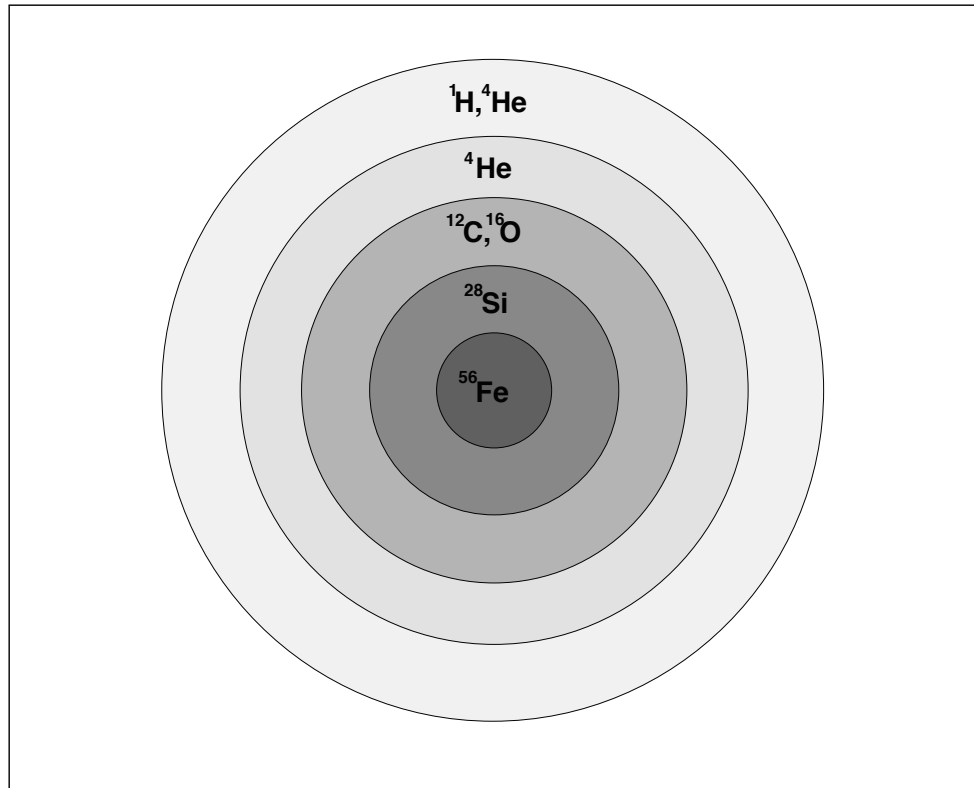


FIGURE 7.10 – Structure “en pelure d’oignon” d’une étoile de $30 M_{\odot}$ arrivant à l’étape de la formation du Fer.

Cette énergie est de 0,5 MeV. C’est pour cela que l’énergie à disposition pour l’étoile est de 26,23 MeV au lieu des 26,73 MeV attendus juste en considérant les masses des éléments avant et après la réaction. Dans la deuxième réaction, l’isotope 3 de l’hélium, ^3He , est produit, avec émission d’un photon. Les ^3He se combinent ensuite en un ^4He . Alors que le photon émis dans la deuxième réaction est immédiatement réabsorbé par la matière, le neutrino de la première réaction s’échappe de l’étoile. Après la troisième étape, trois “bifurcations” sont possibles. On parle des “trois branches” de la réaction pp. La plus simple, à gauche dans la Figure 7.8, produit 91% de l’hélium **dans le Soleil**. Les deux autres font intervenir des éléments plus lourds et plus rares que l’hydrogène et l’hélium. Elles ont donc aussi lieu plus rarement et ne produisent respectivement que 9% et 0.1% de l’hélium solaire. Les poids relatifs de ces branches varient d’étoile en étoile. **La combustion de l’hydrogène dans les étoiles moins massives que $1,5 M_{\odot}$ est dominée par la chaîne pp.**

7.5.2 Le cycle CNO

L’autre réaction conduisant à la conversion de l’hydrogène en hélium est le **cycle CNO**. Cette chaîne est connue depuis les travaux de Hans Bethe en 1938. Elle a lieu à des températures plus élevées que la chaîne pp, et est donc le processus dominant dans des étoiles plus massives que $1,5 M_{\odot}$, dont l’énergie gravitationnelle permet d’atteindre plus facilement les énergies de liaisons d’atomes lourds comme le C, N, et O. L’énergie disponible pour l’étoile est plus petite avec le cycle CNO qu’avec la chaîne pp, du fait de sa production plus grande de neutrinos.

7.5.3 De l'hélium au fer

La combustion de l'hydrogène arrivant à sa fin, la partie centrale de l'étoile continue à se contracter jusqu'à ce que la température atteigne des niveaux permettant l'allumage des réactions des atomes plus lourds, comme l'hélium. Autour de $T=10^8$ K, la fusion de 3 atomes ^4He en 1 atome de ^{12}C , devient possible. Les atomes d'hélium étant aussi connus sous le nom "d'éléments α ", ce processus s'appelle la **réaction triple α** : $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$.

Les éléments depuis l'hydrogène jusqu'au fer, sont produits par une succession de combustions et de contractions au sein de l'étoile. Ainsi tous les éléments jusqu'à $Z=56$ sont formés lors des premières phases de vie des étoiles. Les réactions nucléaires générant les éléments plus lourds que $Z=56$ se font plutôt par capture rapide de neutrons et ont lieu lors des phases de supernovae.

Au fur et à mesure des réactions nucléaires successives conduisant à des éléments de plus en plus lourds, se forment des couches "en pelure d'oignon" (Figure 7.10) contenant des éléments de plus en plus lourds (jusqu'au Fer) lorsque l'on va de l'extérieur vers l'intérieur de l'étoile. Le phénomène de mélange des éléments est négligeable dans les intérieurs stellaires.

7.6 Relation masse-luminosité

Les masses stellaires possibles s'étendent sur une vaste gamme, de $0,07 M_{\odot}$ jusqu'à environ $100 M_{\odot}$, la plus grande partie des étoiles se situant entre $0,3$ et $3 M_{\odot}$.

Les étoiles naissent d'un nuage de gaz primordial et se forment "sur la séquence principale" dans le diagramme HR. Les membres d'une tranche donnée de masses partagent aussi les mêmes types de réactions nucléaires et sont au même stade de leur évolution. Il est donc logique de penser qu'il existe une relation entre la masse des étoiles et leur luminosité.

L'existence d'une **relation masse-luminosité** a été montrée à la fois de façon théorique et empirique. La démonstration théorique, faite par A.S. Eddington en 1924 repose sur une théorie des intérieurs stellaires qui dépasse le cadre de ce cours. Il est cependant utile de connaître la forme empirique de la relation, **valable uniquement pour des étoiles de la séquence principale, et de masse $M > 0,2 M_{\odot}$** .

La mesure empirique de la relation masse-luminosité reste difficile puisqu'elle nécessite la connaissance de la luminosité absolue d'un grand nombre d'étoiles (et donc la mesure de leur distance) pour lesquelles des mesures de masses sont aussi disponibles. Il faut donc pouvoir mesurer des parallaxes précisément et s'intéresser à des étoiles binaires visuelles ou spectroscopiques, pour lesquelles on peut déterminer l'orbite et donc les masses. La relation, tirée d'un ajustement sur environ une centaine d'étoiles binaires peut s'exprimer sous la forme

$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = 3,8 \log \frac{M}{M_{\odot}} + 0.08 \quad (7.29)$$

7.7 Compléments vus au cours

Observations optiques et infrarouges d'étoiles proches, étoiles pulsantes, indicateurs de distances.

Chapitre 8

Structure et évolution stellaires

8.1 Equations fondamentales de la structure interne des étoiles

Les étoiles naissent sur la séquence principale, à partir de l'effondrement d'un nuage de gaz dont la masse initiale détermine la façon dont elles vont évoluer dans le diagramme HR et la façon dont elles vont mourir. C'est aussi cette masse qui va déterminer la vitesse des réactions nucléaires dans les régions centrales et donc la structure interne des étoiles. La structure interne d'une étoile est décrite par 4 équations fondamentales qui donnent la façon dont varient la densité de masse, la pression, l'énergie thermique, la température et le transport d'énergie en fonction du rayon au centre de l'étoile.

1- conservation de la masse

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (8.1)$$

2- équilibre hydrostatique

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho(r) \frac{GM(r)}{r^2} \quad (8.2)$$

3- équilibre thermique

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon(r) \quad (8.3)$$

4a- transport d'énergie (par radiation)

$$\frac{dT(r)}{dr} = -\frac{3\kappa\rho}{4acT^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2} \quad (8.4)$$

4b- transport d'énergie (par convection)

$$\frac{dT(r)}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} \quad (8.5)$$

Les constantes intervenant dans ces équations sont le taux de libération d'énergie nucléaire $\epsilon(r)$, l'opacité moyenne, κ , de l'étoile (où la moyenne porte sur la longueur d'onde), la constante $a = 7,56 \times 10^{-15} \text{erg cm}^{-1} \text{K}^{-4}$. Enfin, $\gamma = C_P/C_V$, est le rapport des chaleurs spécifiques du milieu à pression et à volume constants.

Les équations différentielles ci-dessus étant couplées, leur résolution analytique est proche de l'impossible si des approximations drastiques ne sont pas faites. C'est une approche numérique qui sera le plus souvent choisie pour leur résolution en simplifiant le problème au cas d'une coupe

plane dans l'étoile. La résolution tri-dimensionnelle des équations dans le cas d'une étoile sphérique devient néanmoins possible avec les ordinateurs actuels. Passons brièvement en revue les équations ci-dessus afin d'identifier leur origine et ce qu'elles décrivent.

8.1.1 Conservation de la masse et équilibre hydrostatique

La masse contenue dans une sphère de rayon r et de densité volumique $\rho(r)$ est

$$M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho(r), \quad (8.6)$$

d'où on tire immédiatement en différentiant

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (8.7)$$

qui dit simplement que lorsque l'on ajoute des couches d'épaisseur dr à une sphère de rayon r sa masse augmente de $4\pi r^2 \rho(r) dr$. La difficulté vient alors de la connaissance, ou plutôt de la mauvaise connaissance du profil de densité $\rho(r)$ de l'étoile.

L'équation d'équilibre hydrostatique se comprend de la même façon qu'au chapitre 6, dans le contexte de la description des atmosphères planétaires. Elle décrit la variation de pression sur une sphère de rayon r lorsqu'on lui ajoute une couche d'épaisseur dr , ou encore l'équilibre entre la pression dans l'étoile et la gravité. De cette équation dépend le fait qu'une étoile va se contracter ou pas sous l'effet combiné de la gravité et de la pression de radiation.

8.1.2 Equilibre thermique

L'équation d'équilibre thermique donne la variation d'énergie rayonnée par unité de temps par une couche de matière de rayon r et d'épaisseur dr . Le taux de libération d'énergie (ici, nucléaire) par unité de temps et de masse, $\epsilon(r)$, doit être connu.

8.1.3 Transport d'énergie

Les transferts d'énergie au sein d'une étoile peuvent se faire de deux façons : soit par **rayonnement**, soit par **convection**. C'est le transport d'énergie qui va conditionner le profil de température de l'étoile. Si le transport d'énergie est efficace (convection), le gradient de température dans l'étoile sera faible, alors que si le transport est peu efficace (radiation), le gradient de température sera plus fort. On peut voir là une analogie avec un liquide que l'on mélange. Plus on mélange efficacement, plus la température tend à être la même en tout point du liquide, donnant donc un gradient faible de température. Moins on mélange bien, plus les différents points du liquide auront une température différente.

Le transport d'énergie par rayonnement traduit l'énergie rayonnée à travers une couche d'épaisseur dr et de température $T(r)$. On voit dans l'équation (8.4) que la température à la surface de l'étoile, où $r = R$, conditionne sa luminosité, c'est-à-dire l'énergie rayonnée à travers sa couche la plus externe.

L'équation (8.4) s'obtient en considérant l'équation de transfert radiatif (3.12).

$$\frac{dI}{d\tau} = -I + B \quad (8.8)$$

où les intensités spécifiques I et B (B est la fonction source caractérisant le corps noir) sont ici moyennées sur toutes les fréquences. On relie la profondeur optique τ à la profondeur linéaire r par la relation $d\tau = \kappa \rho dr$, où r est le rayon au centre de l'étoile. On notera que κ est ici un coefficient d'absorption volumique et non pas linéaire, comme dans l'équation de transfert (3.12). On utilise indifféremment en transfert radiatif les deux types de coefficients d'absorption, soit par unité de

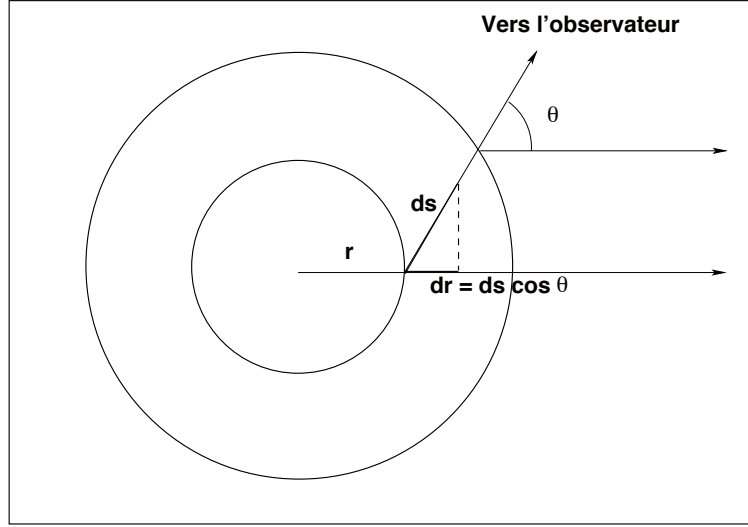


FIGURE 8.1 – Rayonnement sortant d'une couche d'étoile de rayon r , dans une direction non radiale.

longueur, et donc mesuré en $[\text{cm}^{-1}]$, soit par unité de volume, mesuré alors en $[\text{cm}^2 \text{kg}^{-1}]$. Le principal est que l'équation de transfert résultant du choix de la convention, reste homogène.

Si s mesure la longueur **sur la ligne de visée**, on a $dr = ds/\cos\theta$ (Figure 8.1), ce qui permet de réécrire l'équation (8.8) sous la forme

$$\cos\theta \frac{dI}{\kappa\rho dr} = -I + B, \quad (8.9)$$

qui traduit la variation de rayonnement dans la direction, θ , de l'observateur. Le flux sortant de la couche d'étoile située au rayon r se calcule selon l'équation (3.8). En multipliant l'équation (8.9) par $\cos\theta$ et en intégrant sur tous les angles on obtient

$$\int_0^\pi \frac{dI}{\kappa\rho dr} \cos^2\theta d\Omega = \int_0^\pi (-I + B) \cos\theta d\Omega, \quad (8.10)$$

avec $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$. Comme le rayonnement de corps noir est isotrope dans les intérieurs stellaires, l'intégrale faisant intervenir B s'annule. Il vient donc

$$\int_0^\pi \frac{dI}{\kappa\rho dr} \cos^2\theta d\Omega = - \int_0^\pi I \cos\theta d\Omega = F. \quad (8.11)$$

de plus

$$\int_0^\pi 2\pi \sin\theta \cos^2\theta d\theta = \frac{4\pi}{3}, \quad (8.12)$$

qui donne

$$F = - \frac{dI}{\kappa\rho dr} \frac{4\pi}{3}. \quad (8.13)$$

Selon la loi de Stefan-Boltzmann,

$$I = \frac{ac}{4\pi} T^4, \quad (8.14)$$

qui permet d'obtenir

$$F = -\frac{c}{3\kappa\rho} \frac{d(aT^4)}{dr}. \quad (8.15)$$

L'énergie transmise et le flux sont également liées : $L = 4\pi r^2 F$, de telle sorte que

$$\begin{aligned} L &= -\frac{4\pi r^2 c}{3\kappa\rho} \frac{d(aT^4)}{dr} \\ &= -\frac{16\pi r^2 ac}{3\kappa\rho} T^3 \frac{dT}{dr}, \end{aligned} \quad (8.16)$$

qui donne bien l'équation (8.4), en réarrangeant les deux membres.

8.1.4 Transport d'énergie par convection

Le transport par convection peut se comprendre en différentiant l'équation adiabatique (sans échange de chaleur)

$$T \propto P^{(1-1/\gamma)}, \quad (8.17)$$

et en divisant chaque membre de l'équation résultante par dr .

8.2 Evolution dans le diagramme HR

Les propriétés d'une étoile changent au cours du temps, et donc aussi sa position dans le diagramme HR. Les différentes phases de sa vie ont lieu sur différentes échelles de temps, liées aux processus physiques qui les accompagnent. On distingue trois temps d'évolution caractéristiques.

Le temps le plus court est le **temps de chute libre**, déjà vu au chapitre 2. Il correspond au temps nécessaire à un nuage pour se contracter en un point sans qu'aucune force (telle que la pression de radiation) ne compense sa contraction. Pour le Soleil, ce temps est de l'ordre de 30 minutes.

La seconde échelle est l'**échelle de temps thermique**. Elle correspond au temps nécessaire à une étoile pour perdre toute son énergie si les réactions nucléaires en son centre étaient subitement coupées. Ce temps correspond aussi au temps nécessaire à l'énergie lumineuse pour "parcourir" la distance entre le centre de l'étoile et sa surface. Il se calcule comme

$$t_{\text{therm}} = \frac{0,5 \, GM^2}{L \, R} \quad (8.18)$$

$$\simeq \frac{(M/M_\odot)^2}{(L/L_\odot)(R/R_\odot)} \times 2 \times 10^7 \text{ ans} \quad (8.19)$$

Le temps thermique est de l'ordre de 20×10^6 ans pour le Soleil.

Enfin, l'**échelle de temps nucléaire** est le temps nécessaire à une étoile pour rayonner toute son énergie nucléaire. Ce temps peut être estimé en considérant qu'une étoile brûle environ 10% de son hydrogène avant que d'autres processus de rayonnement, plus rapides, ne viennent se mettre en place. De plus, l'efficacité de la combustion de l'hydrogène est 0,07%, c'est-à-dire que 0,07% de l'énergie de masse de l'hydrogène est effectivement convertie en énergie disponible pour le rayonnement. La durée des réactions nucléaires (hydrogène seulement) est donc

$$t_{\text{nuc}} = \frac{0,0007 \times 0,1 \times Mc^2}{L} \quad (8.20)$$

$$\simeq \frac{M/M_\odot}{L/L_\odot} \times 10^{10} \text{ ans} \quad (8.21)$$

TABLE 8.1 – Temps caractéristiques des différentes étapes de la vie des étoiles en fonction du type spectral. Les unités sont en millions d’années.

Masse $M_{\odot}$	Type spectral	Contraction vers seq. princ.	Temps sur seq. princ.	Seq. princ. vers. géante	Géante rouge
30	O5	0,02	5	0,55	0,3
15	B0	0,06	10	1,7	2
9	B2	0,2	22	0,2	5
5	B5	0,6	68	2	20
3	A0	3	240	9	80
1,5	F2	20	2000	280	—
1,0	G2	50	10^4	680	—
0,5	M0	200	3×10^4	—	—
0,1	M7	500	10^7	—	—

Pour le Soleil on trouve $t_{\text{nuc}} = 10^{10}$ ans. On notera cependant que la luminosité d’une étoile croît plus vite que sa masse. Ainsi, une étoile de $30 M_{\odot}$ ne durera que $t_{\text{nuc}} \sim 2 \times 10^6$ ans.

De manière générale : $t_{\text{ff}} \ll t_{\text{therm}} \ll t_{\text{nuc}}$.

Dans le cas du Soleil : $3,4 \times 10^{-4}$ ans $\ll 20 \times 10^6$ ans $\ll 10^{10}$ ans.

Les phases d’évolution des étoiles, décrites dans la suite, suivent ces trois échelles de temps. La table 8.1 donne un aperçu des temps caractéristiques des différentes phases de la vie des étoiles.

8.2.1 Le nuage proto-stellaire et l’arrivée sur la séquence principale

La naissance d’une étoile commence par la contraction d’un nuage de gaz, en général sous forme moléculaire. La matière interstellaire ou intergalactique froide joue donc un rôle majeur dans la formation stellaire. De fait, il s’agit là du matériel de base pour former les futures générations d’étoiles.

Nous avons vu au chapitre 6 que lors de la contraction d’un nuage de matière, une partie de l’énergie potentielle gravitationnelle est convertie en chaleur et en rayonnement. Tant que la densité du milieu ambiant reste faible celui-ci reste **transparent au rayonnement sortant** et aucune force ne compense la contraction, qui a donc lieu sur des échelles de temps comparables au temps de chute libre du nuage.

Les parties les plus centrales du nuage deviennent plus opaques au rayonnement sortant alors que la contraction suit son cours, et une fraction plus importante de ce dernier est convertie en chaleur. Lorsque la température approche les 1800 K, le potentiel de dissociation de l’**hydrogène moléculaire (H_2)** est atteint et le gaz devient un gaz d’atomes. La dissociation consomme de l’énergie, ce qui fait que la température du nuage augmente plus lentement, ainsi que sa pression. De ce fait, la contraction s’accélère, jusqu’à ce que la température atteigne 10^5 K. Le gaz est alors en grande partie ionisé et l’étoile approche de l’**équilibre hydrostatique** : la pression de radiation compense la gravité.

Le nuage de gaz primordial, dont la taille typique est de 100 AU, a maintenant rétréci jusqu’à 0,25 UA. Il est en général situé dans un plus ample nuage de gaz résiduel froid dont il continue à accréter de la masse. Le transfert d’énergie depuis le centre vers les bords se fait par convection, et donc de manière très efficace puisqu’il y a “brassage” de la matière.

Les différentes étapes de la contraction du nuage se traduisent par des déplacements dans le diagramme HR de la Figure 8.2 dont le point de départ est dehors de la Figure. En effet, le nuage protostellaire ne rayonne pas, et sa température est très basse. Il est donc situé à droite de la Figure et en bas. Lors de la contraction, la luminosité et la température augmentent et la position du nuage

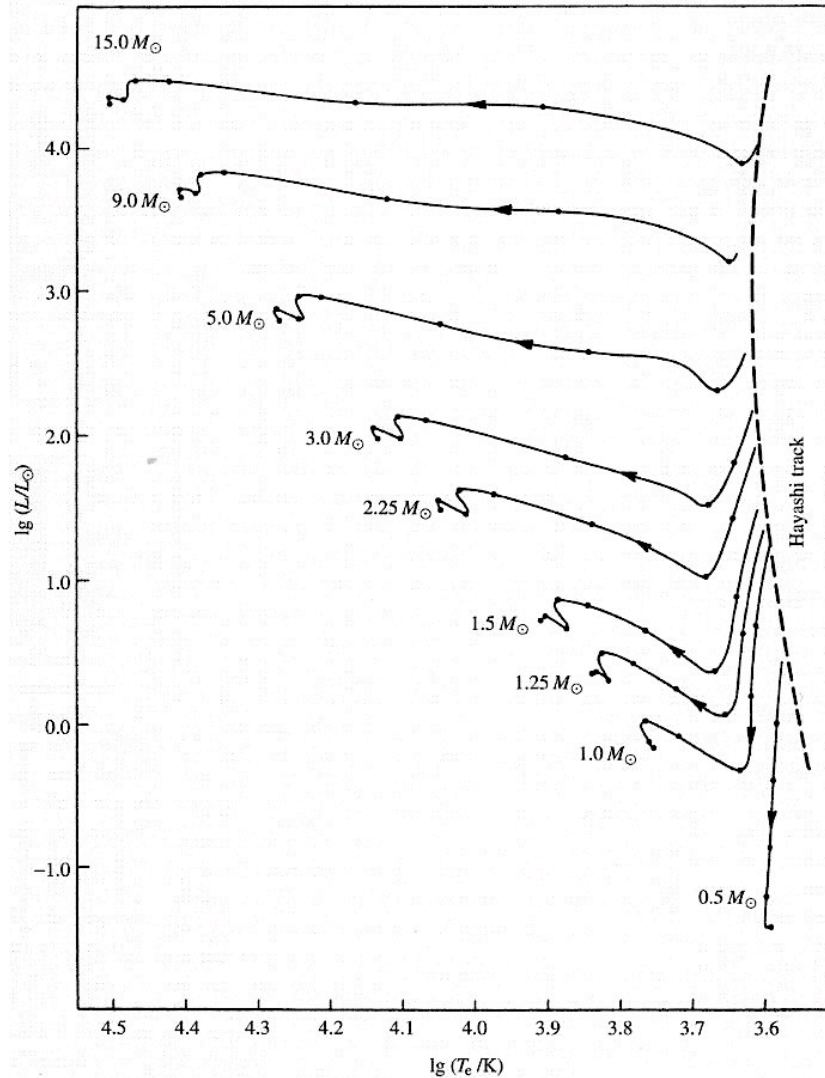


FIGURE 8.2 – Arrivée d'étoiles de différentes masses sur la séquence principale du diagramme HR, depuis la séquence de Hayashi. La séquence de Hayashi délimite la zone d'instabilité gravitationnelle. Tout nuage à droite de la séquence de Hayashi est en contraction gravitationnelle.

bouge vers le haut et la gauche. La contraction continue jusqu'à ce que l'équilibre hydrostatique soit atteint. L'étoile est alors sur **la séquence de Hayashi**, qui délimite donc la frontière entre la zone où les étoiles sont en équilibre hydrostatique et la zone où elles continuent à se contracter. Sur la séquence de Hayashi, le transfert d'énergie se fait par convection. Les étoiles s'y répartissent selon la distribution des masses des nuages qui leur ont donné naissance.

Une fois atteint l'équilibre hydrostatique, la contraction de l'étoile continue mais le gaz est suffisamment opaque pour qu'elle ait lieu sur des échelles de temps de l'ordre de l'échelle de temps thermique. L'évolution de l'étoile est donc considérablement ralentie. On observe une légère descente le long de la séquence de Hayashi alors que la contraction continue, et une baisse de la luminosité; l'étoile quitte la séquence de Hayashi. La température centrale continue d'augmenter, augmentant ainsi le taux d'ionisation du gaz (ou la fraction d'atomes ionisés). Perdant ses électrons les atomes absorbent de moins en moins la lumière et le gaz devient de plus en plus transparent au rayonnement sortant. Le transport d'énergie au sein de l'étoile devient alors radiatif.

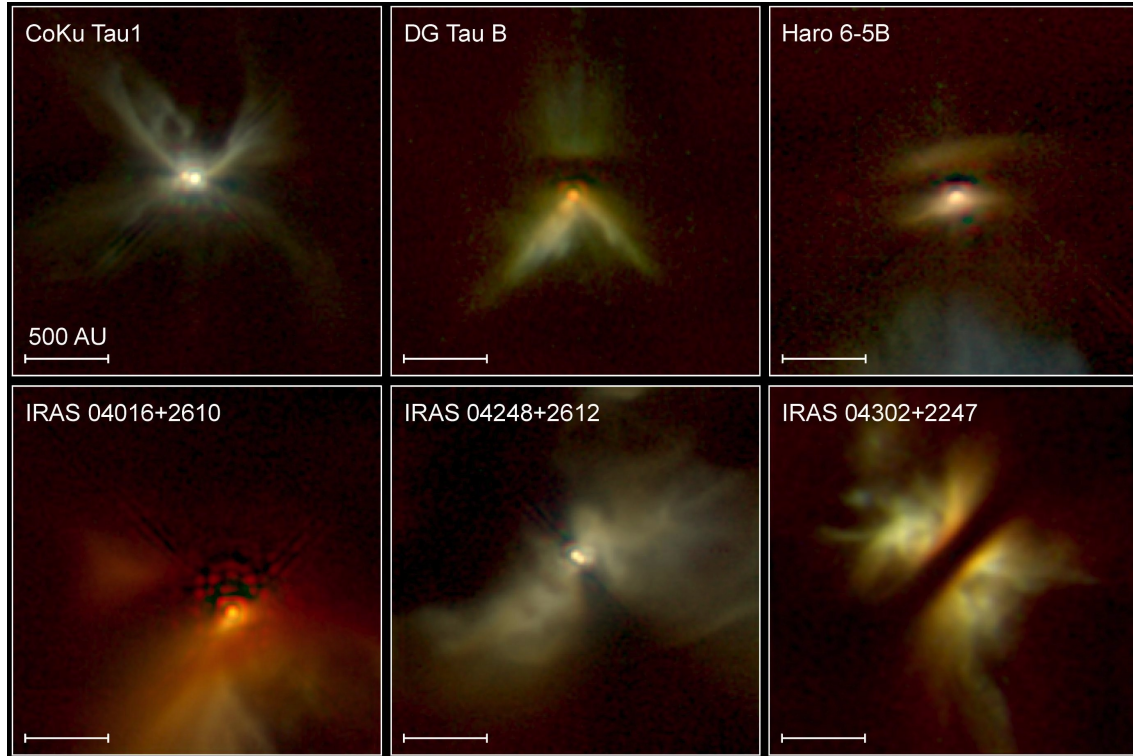


FIGURE 8.3 – Six étoiles en formation, observées par le télescope spatial Hubble. La taille de ces nébuleuses est de l'ordre de 1000 UA. Du fait de la rotation du nuage, la matière se répartit selon un disque. La poussière (à ne pas confondre avec le gaz) présente dans le disque tend à obscurcir la lumière de l'étoile centrale. Cet obscurcissement est moindre dans l'infrarouge, où sont prises ces observations. Dans l'image en bas à droite, l'obscurcissement est tel, que l'étoile est complètement invisible.

Les réactions nucléaires peuvent s'allumer et l'étoile migre vers la séquence principale. Plus l'étoile est massive, plus les réactions nucléaires s'allument tôt et donc moins le "coude" observé dans le trajet de la séquence de Hayashi vers la séquence principale est marqué. Alors que le temps passé par l'étoile pour atteindre la séquence de Hayashi est de l'ordre de quelques centaines d'années, il est de l'ordre de quelques centaines de millions d'années pour migrer jusqu'à la séquence principale pour des étoiles de $0,1 M_{\odot}$, et de 60000 ans pour des étoiles de $15 M_{\odot}$.

Le début de la vie de l'étoile sur la séquence principale marque aussi le début des chaînes de réactions ppI, ppII et ppIII, alors que la température centrale est de l'ordre de 4-5 millions de degrés. L'étoile passera la majeure partie de son existence sur la séquence principale, où elle va brûler son hydrogène.

L'observation de la contraction d'un nuage de gaz et de la naissance d'une étoile est très difficile, d'abord parce que la durée de l'évènement est très brève, ce qui en fait un évènement rare à l'échelle du temps de vie humain, mais aussi parce que ces étoiles en formation sont très peu lumineuses. De plus, elles baignent dans un nuage de gaz froid qui absorbe le peu de lumière qu'elles émettent. On observe néanmoins quelques cas, comme ceux de la Figure 8.3, montrant des étoiles jeunes baignant dans leur nuage de gaz primordial. Comme le nuage est en général en rotation, on observe le plus souvent un disque dit "protostellaire" autour de l'étoile naissante, plutôt qu'une large nébulosité de forme sphérique.

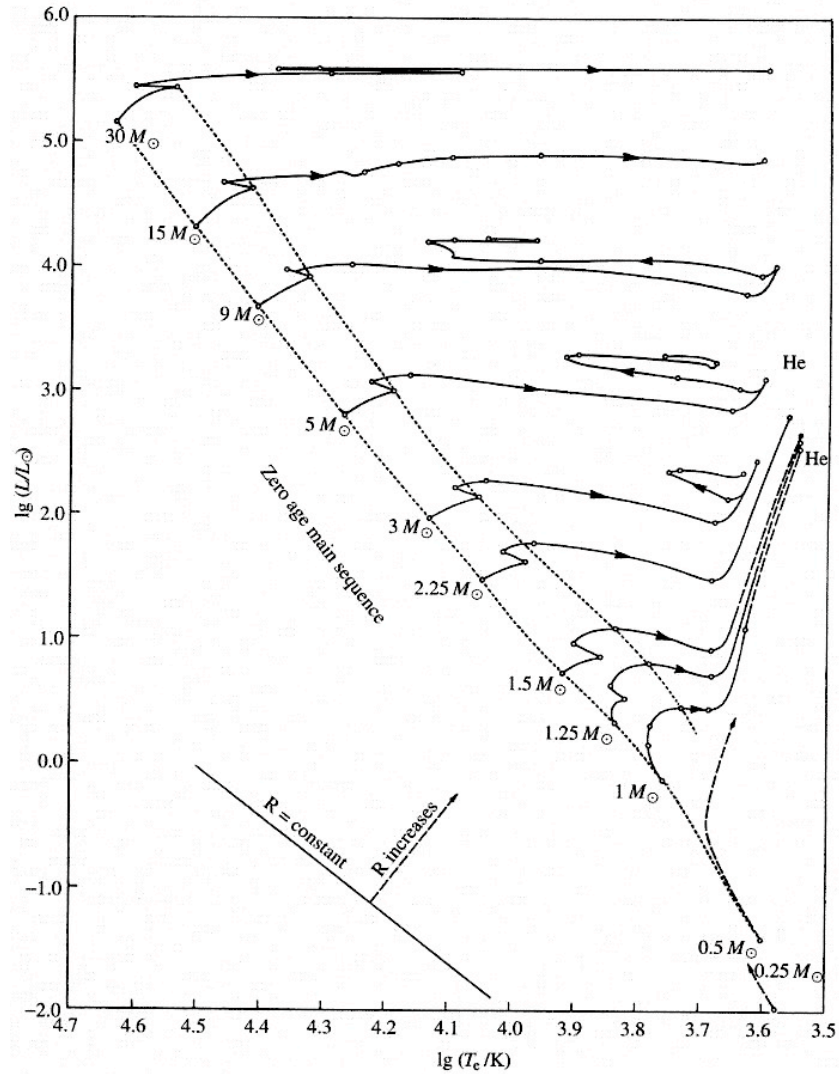


FIGURE 8.4 – Evolution des étoiles sur la séquence principale et vers le stade de géante. Lors de l’arrivée sur la séquence principale, les réactions nucléaires démarrent. On parle alors de “séquence principale d’âge zéro” ou “zero age main sequence” (ZAMS), en anglais.

8.2.2 Evolution sur la séquence principale

La séquence principale consiste en la plus longue étape de la vie d’une étoile, brûlant son hydrogène pour donner de l’hélium. Sa structure interne se modifie lentement, sur des échelles de temps de l’ordre du **temps nucléaire**. Cependant, la rapidité de la combustion de l’hydrogène dépend très fortement de la masse de l’étoile. Comme le montre la Table 8.1, il existe un facteur $\sim 10^6$ entre le temps passé par une étoile de faible masse sur la séquence principale et celui passé par une étoile massive. Pour cette raison, on s’attend à trouver beaucoup plus d’étoiles sur le bas de la séquence principale (Figure 8.4) que sur le haut.

La gamme des masses permises pour les étoiles n’est pas infinie. Si le nuage de gaz primordial est trop massif, sa contraction produit une pression (gazeuse et de radiation) trop forte, qui empêche l’accrétion de masse supplémentaire. La contraction finit donc par s’arrêter. La masse maximale théorique d’une étoile est de l’ordre de $100 M_\odot$. Les étoiles les plus massives pour lesquelles la mesure est possible est de l’ordre de $70 M_\odot$. Il existe également une masse minimale pour les

étoiles. Si le nuage primordial est moins massif que $0,08 M_{\odot}$, les réactions nucléaires ne peuvent s'allumer. On dit parfois que Jupiter, la plus grosse planète de notre système solaire ($M = 0,001 M_{\odot}$) est une étoile ratée, sa masse n'étant pas trop loin de la masse nécessaire à l'allumage d'une étoile.

La séquence principale peut se décomposer en deux, autour d'une masse de $1,5 M_{\odot}$. Cette coupure n'est pas arbitraire, mais correspond à la masse déterminant la transition entre la chaîne pp et la chaîne CNO. La température centrale d'une étoile de $1,5 M_{\odot}$ est de 18 millions de degrés.

Le haut de la séquence principale

Les réactions nucléaires dans le haut de la séquence principale sont dominées par la chaîne CNO et le transport d'énergie dans le centre de l'étoile se fait par convection. Les éléments chimiques sont donc brassés et les gradients de température seront faibles, proches du gradient adiabatique de l'équation (8.5). En dehors du noyau, le transfert d'énergie se fait par radiation.

L'hydrogène central brûle sur des échelles de temps nucléaire. Lorsqu'il vient à manquer le noyau de l'étoile commence à se contracter et l'hydrogène termine de se consumer dans les couches superficielles. L'étoile quitte la séquence principale.

Le bas de la séquence principale

La température centrale des étoiles du bas de la séquence principale étant plus basse, c'est la chaîne pp qui domine les réactions nucléaires. Le transfert d'énergie est radiatif dans le noyau des étoiles du bas de la séquence principale. L'opacité dans les régions externes de ces étoiles est plus grande que pour les étoiles plus massives. De ce fait, elles sont entourées d'une zone convective, comme le Soleil.

La combustion de l'hydrogène a lieu plus lentement que dans les étoiles massives, mais le comportement de l'étoile dans le diagramme HR est similaire. Approchant la fin de la combustion, le noyau de l'étoile se contracte, et sa température de surface diminue. L'étoile quitte la séquence principale en devenant plus brillante et moins chaude (et donc plus rouge).

Etoiles très peu massives de la séquence principale

Les étoiles très peu massives, avec $0,08 M_{\odot} < M < 0,26 M_{\odot}$, sont entièrement dominées par la convection. Tout leur hydrogène est donc disponible pour les réactions nucléaires. Il est converti en hélium en 10^7 ans environ, après quoi l'étoile se contracte pour donner une **naine blanche**, située en bas à gauche dans le diagramme HR. Le gaz dans ces étoiles est si dense qu'il ne se comporte plus comme un gaz parfait. Il est régi par la mécanique quantique. On dit que le gaz est **dégénéré**.

8.2.3 La phase géante

La phase des géantes commence lorsque la combustion de l'hydrogène central arrive à sa fin. Le noyau de l'étoile est alors composé d'hélium, entouré par une couche d'hydrogène qui brûle de l'intérieur vers l'extérieur de l'étoile, en "pelures d'oignon". Cette combustion alourdit progressivement le noyau de l'étoile, dont l'enveloppe croît. L'étoile quitte rapidement la séquence principale pour suivre un trajet presque horizontal dans le diagramme HR. Ce mouvement se produit sur des échelles de temps de l'ordre du **temps thermique**.

La température centrale continue d'augmenter du fait de la contraction du noyau, **jusqu'à ce que commence la combustion de l'hélium, si la masse de l'étoile est plus grande que $0,26 M_{\odot}$** . La température centrale atteint alors $\sim 10^8$ K.

Comme l'étoile ne peut franchir la séquence de Hayashi, sa luminosité augmente, alors que son noyau continue de se contracter. Elle remonte donc le long de la séquence de Hayashi pour devenir **une géante rouge**.

La phase suivante est complexe. L'hélium central brûle et augmente la température. Or, le gaz dans le noyau est dégénéré, comme dans une naine blanche, et ne peut s'étendre. L'augmentation de température est donc "utilisée" à accélérer les réactions nucléaires, continuant d'augmenter la

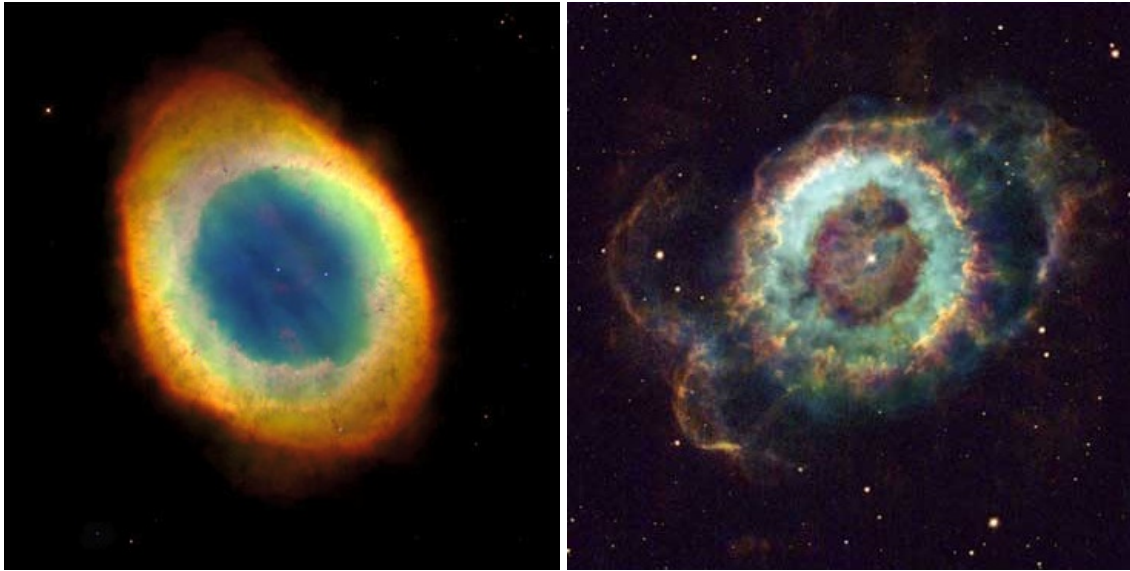


FIGURE 8.5 – Les nébuleuses planétaires Messier 57 (à gauche) et NGC 6369 (à droite). Les deux nébuleuses sont éclairées par une étoile naine blanche, visible dans les deux cas au centre de la nébuleuse. Les éléments chimiques composant ces nébuleuses sont ceux des couches externes d'étoiles géantes rouges H, He, C, N, O. Les vitesses d'éjection de la matière sont de l'ordre de $10\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$.

température au point de **lever la dégénérescence du gaz** (le gaz n'est dégénéré qu'au-dessous d'une certaine température ou à très haute densité). La dégénérescence levée, le noyau peut de nouveau s'étendre, et il le fait de façon explosive. On appelle cette étape **le flash d'hélium**. Il s'agit d'une explosion nucléaire, mais dont la puissance n'est pas suffisante pour détruire l'étoile.

L'avenir de l'étoile après le flash d'hélium dépend de sa masse. Les étoiles plus massives que $15 M_{\odot}$ verront une succession de réactions nucléaires, jusqu'à former du fer. Les étoiles moins massives ne formeront que des éléments plus légers que le fer, faute de pouvoir se contracter assez pour enclencher les réactions aboutissant au fer.

8.2.4 Mort des étoiles

Une fois de plus, c'est la masse initiale de l'étoile qui conditionne son avenir.

Etoiles de masse $M < 3 M_{\odot}$

Dans les étoiles de masse $M < 3 M_{\odot}$, dont fait évidemment partie le Soleil, la contraction du noyau n'est pas assez forte pour aboutir à l'allumage des réactions nucléaires produisant des éléments plus lourds que le carbone et l'oxygène. Au cours de la contraction du noyau, la pression de radiation l'emporte sur la gravité et finit par éjecter les couches externes de l'étoile, donnant naissance à une **nébuleuse planétaire**. Le noyau évolue vers le stade de naine blanche, au centre de la nébuleuse, comme le montre la Figure 8.5. Bien que l'étoile elle-même ne puisse pas produire d'éléments très lourds, le nuage primordial qui lui a donné naissance peut contenir toutes sortes d'éléments. On pourra donc observer des éléments lourds dans les nébuleuses planétaires même si ces derniers ne sont en fait que des éléments "recyclés" de générations d'étoiles antérieures.

Etoiles de masse $3 M_{\odot} < M < 15 M_{\odot}$

Les étoiles de masses intermédiaires arrivent à provoquer l'allumage de la combustion du carbone, de façon analogue au flash de l'hélium dans les étoiles de plus faible masse. Comme cette réaction

est beaucoup plus puissante, l'explosion qu'elle entraîne fait aussi exploser l'étoile et donne lieu à une supernova.

Etoiles de masse $15 M_{\odot} < M$

Les étoiles très massives transforment les éléments en couches successives jusqu'à la production du fer. Lorsqu'il n'y a plus de réactions nucléaires disponibles pour maintenir la pression dans l'étoile, le noyau s'effondre. L'énergie potentielle libérée contribue en partie à la dissociation des noyaux de fer en protons et neutrons, tout comme la contraction des nuages protostellaires contribue à la dissociation de l'hydrogène moléculaire. On observe donc un ralentissement de la hausse de température et donc aussi de la hausse de pression. Le bilan net est une accélération de l'effondrement du noyau qui se fait maintenant **sur l'échelle de temps de chute libre**, en quelques secondes.

Les parties externes de l'étoile s'effondrent aussi mais plus lentement. Ces parties externes, gorgées de matière nucléaire non brûlée, sont chauffées de façon extrême et rapide par le noyau en effondrement. Le résultat est une libération d'énergie énorme, en quelques secondes, c'est-à-dire l'explosion d'une supernova. Les énergies impliquées sont de l'ordre de l'énergie de masse de toute l'étoile, mais libérée en une fraction de seconde au lieu de millions ou de milliards d'années. Lorsqu'une supernova explose dans une galaxie, elle est souvent d'un éclat comparable à celui de toute la galaxie qui l'abrite.

Lors d'une explosion de supernova, seules les couches externes "brûlent". Dans le noyau, les protons et les électrons se combinent pour donner des neutrons, jusqu'à ce que le noyau ne soit finalement formé que de neutrons. Le gaz de neutron est dégénéré du fait de la densité très élevée, ce qui arrête sa contraction. L'objet ainsi formé est une **étoile à neutrons**. Si la densité est assez élevée, il y aura formation d'un **trou noir**.

La Figure 8.6 donne quelques exemples de supernovae, de rémanents de supernovae et d'explosions de supernovae dans d'autres galaxies.

8.3 Compléments vus au cours

Les amas stellaires, le Soleil. Utilisation du diagramme HR pour mesurer des distances aux amas d'étoiles et pour déterminer leur âge. Les supernovae en tant qu'indicateurs de distances.

Chapitre 9

Matière interstellaire et intergalactique

Outre les étoiles, les planètes et les galaxies, l'Univers est composé de matière diffuse, le plus souvent non lumineuse. Ce milieu **interstellaire ou intergalactique** selon les échelles spatiales que l'on considère, est le matériel de base pour la formation des astres.

La matière diffuse se compose de gaz et de poussières. La plus grande partie du gaz intergalactique est composé d'hydrogène et d'hélium, seuls éléments “primordiaux”, présents dès le Big-bang. Le gaz interstellaire peut comporter d'autres éléments, rejetés par la formation et la mort des générations successives d'étoiles. Alors que le gaz est formé d'atomes ou de molécules (selon sa température) les poussières sont composées de **grains** dont la taille varie entre quelques microns et quelques millimètres. On pourra parfois même considérer des “grains” de poussière dont la taille est de l'ordre de celle d'une planète.

C'est via l'effet du milieu interstellaire/galactique sur des objets d'arrière-plan que celui-ci est le plus souvent détecté. Le gaz ou la poussière **absorbe, réfléchit et diffuse** la lumière. L'étude détaillée de cette **interaction matière-rayonnement** permet d'étudier la distribution et la densité du gaz et des grains de poussière le long de la ligne de visée. On estime à 10% la contribution de la matière interstellaire à la masse totale d'une galaxie spirale. Les galaxies elliptiques n'en contiennent que des quantités négligeables.

Le gaz et les poussières se concentrent essentiellement dans le **disque** des galaxies spirales. Il ne faut pas la confondre avec ce qu'on appelle communément la “matière noire”. Alors que cette dernière reste complètement invisible puisqu'elle n'émet aucune lumière, le gaz et la poussière peuvent émettre du rayonnement. Par ailleurs, la matière noire se distribue plutôt dans le halo des galaxies spirales.

9.1 Absorption par la matière interstellaire : bilan global

La densité du gaz et des poussières interstellaires est extrêmement faible. La densité de gaz atomique ou moléculaire est typiquement de 1 cm^{-3} . Les particules de poussières sont encore plus rares, avec une densité typique de 10^{-13} cm^{-3} . En unité de masse ces densités sont de l'ordre de $\rho_{\text{gaz}} = 10^{-21} \text{ kg m}^{-3}$ et $\rho_{\text{poussiere}} = 10^{-23} \text{ kg m}^{-3}$.

L'absorption par le milieu interstellaire est en général dominée par les poussières. Du fait de leur section efficace d'absorption beaucoup plus faible les nuages de gaz absorbent peu le rayonnement, à moins que sa densité soit très élevée (ce qui n'est pas le cas du milieu interstellaire).

9.1.1 Absorption le long de la ligne de visée

Considérons un nuage de poussières de rayon a . Comme la densité du nuage est très faible, les grains de poussière ne s'occulent pas mutuellement et masquent le rayonnement incident de telle

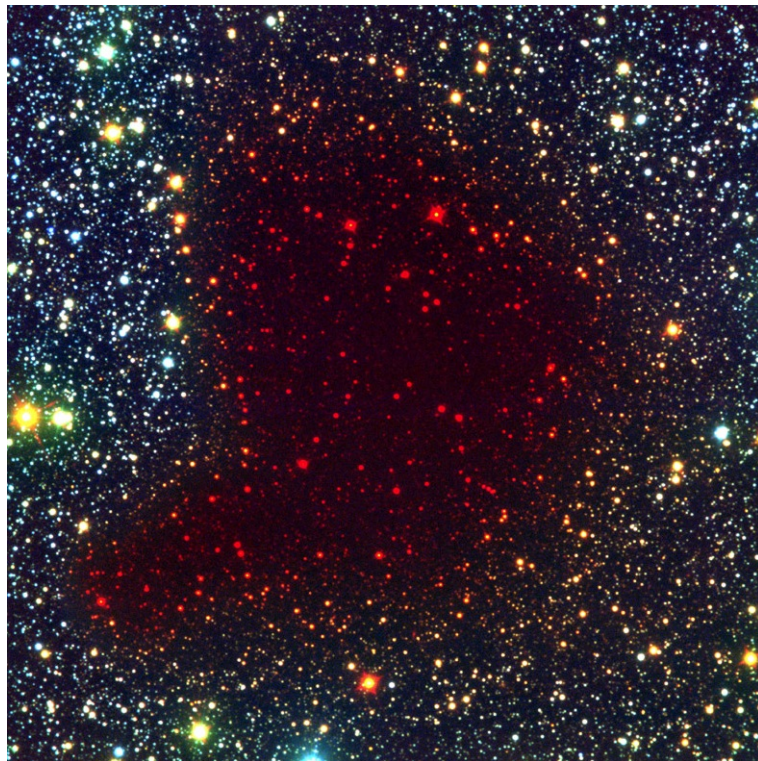
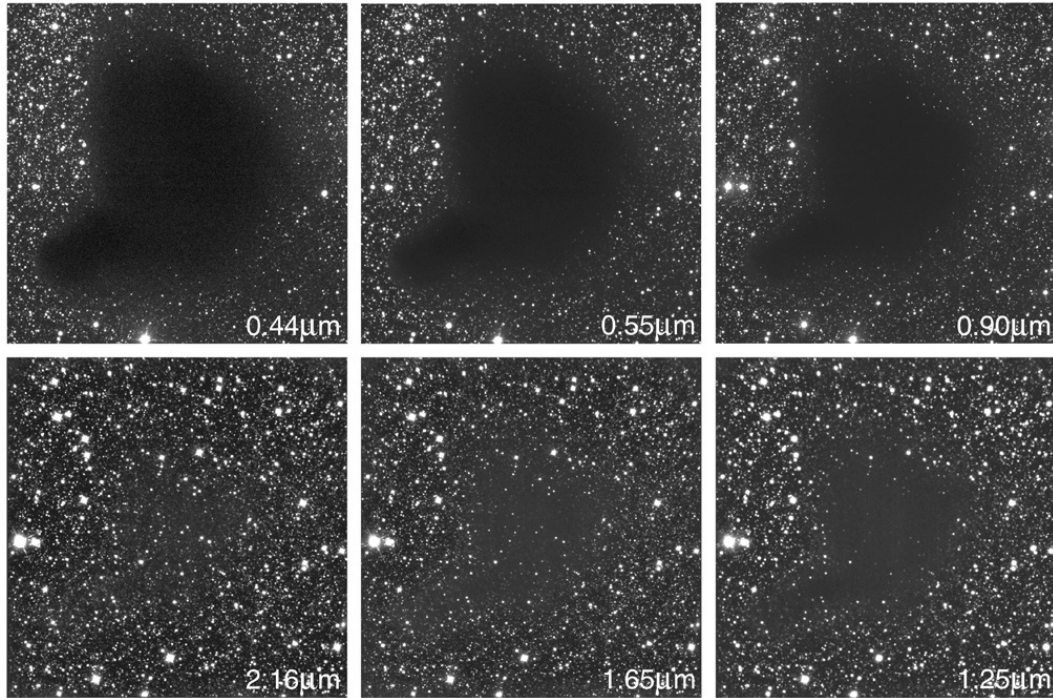


FIGURE 9.1 – Illustration de l’absorption par la matière interstellaire. Ici, le nuage de poussière du “sac à charbon”, visible depuis l’hémisphère sud. Alors que les photons de courte longueur d’onde (bleu et proche UV) sont absorbés par la poussière, les photons de grande longueur d’onde (infrarouge) ne le sont pas. Sur l’image composite du bas, obtenue en combinant trois clichés UV, optique et IR, les étoiles d’arrière plan apparaissent donc en rouge. L’étude de ce rougissement permet d’estimer la densité de poussière le long de la ligne de visée.

sorte que l'on peut définir une **section efficace d'absorption** :

$$C_{\text{ext}} = Q_{\text{ext}} \times \pi a^2 \quad (9.1)$$

où Q_{ext} est le facteur d'efficacité de l'absorption. Il s'agit de la probabilité pour qu'un photon "percutant" un grain de poussière soit effectivement absorbé. En pratique bien sûr les grains n'ont pas tous le même rayon, mais suivent une distribution qui n'est en général pas bien connue. En revanche, l'indice de réfraction du milieu et la densité des grains peut être bien estimés via l'observation.

Si la densité du nuage est n et que l'on considère un élément de volume de section dA et de longueur dl , la fraction de la surface dA masquée par les particules est simplement :

$$d\tau = \frac{n dA dl C_{\text{ext}}}{dA} = n C_{\text{ext}} dl \quad (9.2)$$

Le choix de la variable τ n'est pas un hasard ; il s'agit de la profondeur optique, déjà vue au Chapitre 3. En effet, la fraction masquée de la section d'élément de volume $dA dl$ donne aussi le changement d'intensité spécifique dans le volume. Autrement dit,

$$dI = -I d\tau \quad (9.3)$$

où le signe "moins" note la diminution de rayonnement incident. Si D est la distance nous séparant d'une étoile, la profondeur optique totale est donnée par l'intégrale le long de la ligne de visée. Les nuages interstellaires étant le plus souvent de densité très inhomogène et la distribution de ces nuages sur la ligne de visée étant elle aussi inhomogène, on utilise une densité moyenne de particules $\bar{n}$. L'intégrale le long de la ligne de visée est alors,

$$\tau(D) = \int_0^D n C_{\text{ext}} dl = \bar{n} C_{\text{ext}} D \quad (9.4)$$

La relation (9.3) est valable aussi entre les flux émis par la source et celui reçu par l'observateur (diminué de l'absorption). Si F_s est le flux émis au niveau de la source et F_o est le flux mesuré par l'observateur, on a donc

$$F_o = F_s e^{-\tau(D)}, \quad (9.5)$$

La relation entre la magnitude apparente et absolue du Chapitre 3 devient dès lors

$$m_0 - M = -2,5 \log \left[\frac{F_o(D)}{F_o(10pc)} \right] - 2,5 \log \left[\frac{F_o}{F_s} \right] \quad (9.6)$$

$$= 5 \log D - 5 + 2,5 \tau(D) \log e \quad (9.7)$$

où $F_{o,10}$ est le flux non absorbé de la source si elle était vue à 10 parsecs. La quantité $A = 2,5 \tau(D) \log e$ est l'**absorption totale, mesurée en magnitudes, sur la ligne de visée**.

9.1.2 Effet sur la couleur apparente des astres

Pour 2 raisons, les photons de plus courtes longueurs d'ondes sont plus absorbés par la poussière que ceux de plus grandes longueurs d'ondes. Tout d'abord l'énergie transportée par les photons de courte longueur d'onde est plus grande, puisque $E = h\nu$. Ils sont donc plus susceptibles d'exciter des niveaux d'énergie élevés que les autres photons. Par ailleurs, les angles de diffusion sont plus élevés à haute énergie. La diffusion des "photons bleus" est donc plus importante que la diffusion des photons rouges. C'est d'ailleurs pour cette raison que le ciel nous apparaît bleu, la lumière bleue étant diffusée plus efficacement par l'air que la lumière rouge. Le Soleil vu juste avant le coucher ou juste après le lever est rouge puisque les photons bleus sont diffusés ou absorbés par l'atmosphère, et les photons rouges le sont moins. Ces derniers arrivent donc plus facilement jusqu'à notre oeil.

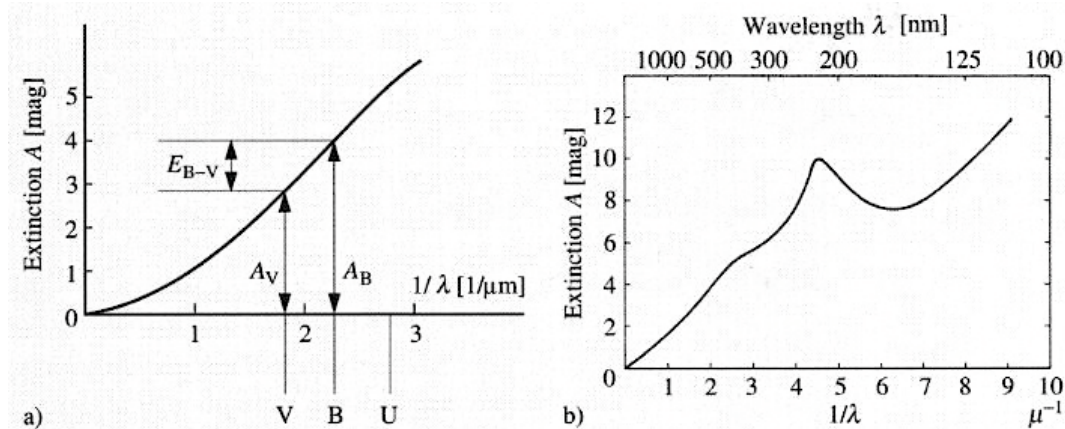


FIGURE 9.2 – **A gauche** : Schématisation de la courbe ou loi d'extinction en fonction de l'inverse longueur d'onde. On voit que plus la longueur d'onde est petite, plus l'extinction est grande. **A droite** : la courbe d'extinction moyenne pour la Voie Lactée.

Une conséquence importante de la combinaison de l'absorption et de la diffusion par le milieu interstellaire est un phénomène chromatique :

- le rayonnement bleu est plus absorbé que le rouge, comme illustré par la Figure 9.1
- le milieu interstellaire est d'autant plus transparent que l'on observe aux grandes longueurs d'ondes (dans les ondes radio il n'y a quasiment plus d'absorption),
- un astre est d'autant plus éteint que sa couleur intrinsèque est bleue.

Le changement de couleur d'un astre lorsque son rayonnement est absorbé par la matière interstellaire peut être quantifié en mesurant son **indice de couleur**. Il s'agit là d'une différence de magnitudes entre différents filtres. Notons par exemple B et V les **magnitudes apparentes** observées d'un astre et B_0, V_0 , les magnitudes apparentes "hors extinction". Si par ailleurs A_B et A_V sont les absorptions en magnitudes dans chacun des filtres, on a

$$B - V = (B_0 + A_B) - (V_0 + A_V) \quad (9.8)$$

$$= (B - V)_0 + E_{B-V} \quad (9.9)$$

- $B - V$ est l'indice de couleur apparent, mesuré au télescope,
- $(B - V)_0$ est l'indice de couleur intrinsèque de l'objet,
- $E_{B-V} = A_B - A_V$ est l'excès de couleur.

La Figure 9.2 illustre les quantités ci-dessus.

On peut rapporter l'excès de couleur à l'absorption (totale, intégrée sur la ligne de visée) dans une bande (filtre) donnée, par exemple le filtre V . Le rapport entre l'absorption et l'excès de couleur est environ constant de sorte que,

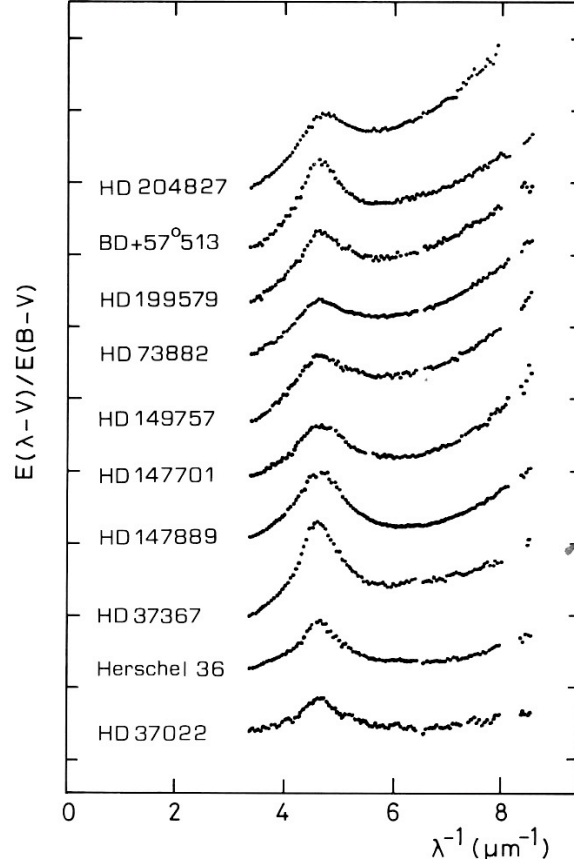


FIGURE 9.3 – Courbes d’extinction pour différentes étoiles de la Voie Lactée. Ces courbes ont été mesurées dans l’ultraviolet, là où l’absorption est très efficace.

$$R_V = \frac{A_V}{E_{B-V}} = \frac{A_V}{A_B - A_V} \simeq 3 \quad (9.10)$$

La valeur de $R_V \sim 3$ n’est valable que dans la Voie Lactée et représente une valeur moyenne dans notre Galaxie. On peut définir un excès de couleur relatif (à l’excès de couleur E_{B-V}) pour n’importe quelle longueur d’onde de la façon suivante :

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = \frac{A_{\lambda} - A_V}{E_{B-V}} \quad (9.11)$$

$$= R_V \left[\frac{A_{\lambda}}{A_V} - 1 \right], \quad (9.12)$$

équation connue sous le nom de **courbe ou loi d’extinction**. Elle donne la valeur de l’excès de couleur dans une bande quelconque par rapport à l’excès de couleur entre les bandes B et V . Cette représentation est plus souvent adoptée que celle donnant l’absorption absolue A_{λ} , simplement parce qu’il est beaucoup plus facile de déterminer des extinctions relatives par rapport à un filtre de référence que de déterminer des extinctions absolues.

L’extinction dans une direction d’observation peut être mesurée dès lors que l’on connaît les caractéristiques photométriques ou spectrales d’un ou plusieurs objets de références. Par exemple, la connaissance du type spectral exact d’une étoile permet de déterminer sa température de corps

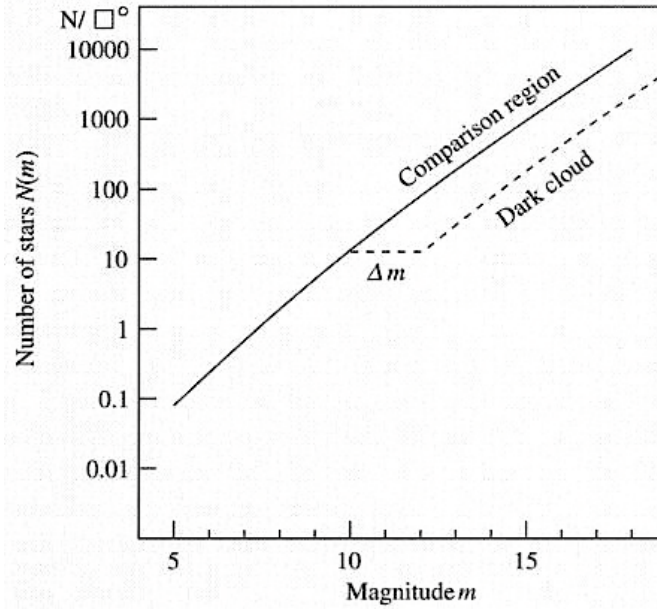


FIGURE 9.4 – Diagramme de Wolf pour un nuage de poussière dans notre Voie Lactée. Les étoiles derrière le nuage sont fortement absorbées, alors que celles qui sont devant ne le sont pas, créant un “décrochage” dans le comptage d’étoiles. Ce décrochage est une mesure de l’extinction.

noir, et donc son spectre non-affecté par l’extinction. La comparaison à un spectre mesuré donne la courbe d’extinction, comme dans la Figure 9.3. Ces courbes donnent l’extinction relative d’une longueur d’onde à l’autre, mais pas l’absorption dans l’absolu, qui serait donnée par A_λ .

Une autre façon de mesurer l’extinction causée par un nuage consiste à compter les étoiles d’arrière plan. La Figure 9.1 illustre très bien cette technique : plus les poussières sont denses, moins on voit d’étoiles derrière le nuage. Il faut cependant connaître la **distribution intrinsèque** des étoiles si elles n’étaient pas affectées par l’absorption. On effectue donc un comptage différentiel des étoiles par rapport à un champ de référence, comme dans la Figure 9.4. Le diagramme est en fait un histogramme portant le nombre d’étoiles par intervalle de magnitude. Ces diagrammes sont très utilisés en astrophysique. Dans le cas de son utilisation pour la mesure de l’absorption interstellaire ils portent le nom de **diagrammes de Wolf**, mais ils portent le nom plus général de **fonction de luminosité**.

La mesure de l’extinction en magnitudes peut être reliée à une profondeur optique via l’équation (9.4) et à la densité moyenne des poussières, en utilisant les 3 équations qui suivent. On montre par ce type de mesure que la masse totale de poussière dans une galaxie ne doit pas excéder de beaucoup le 10% de sa masse totale.

9.2 Diffusion par les poussières

La matière interstellaire absorbe la lumière, mais elle la **diffuse** également, aboutissant comme vu plus haut à un coefficient d’efficacité total Q_{ext} . Cette efficacité d’extinction peut être vue comme la somme de deux efficacités,

$$Q_{\text{ext}} = Q_{\text{abs}} + Q_{\text{diff}} \quad (9.13)$$

où Q_{abs} et Q_{diff} sont respectivement les efficacités d’absorption et de diffusion. Alors que l’absorption se comprend bien par un simple calcul géométrique comme dans la première partie du Chapitre, l’efficacité de diffusion est bien plus délicate à calculer. Il s’agit d’estimer l’angle de **réfraction** des

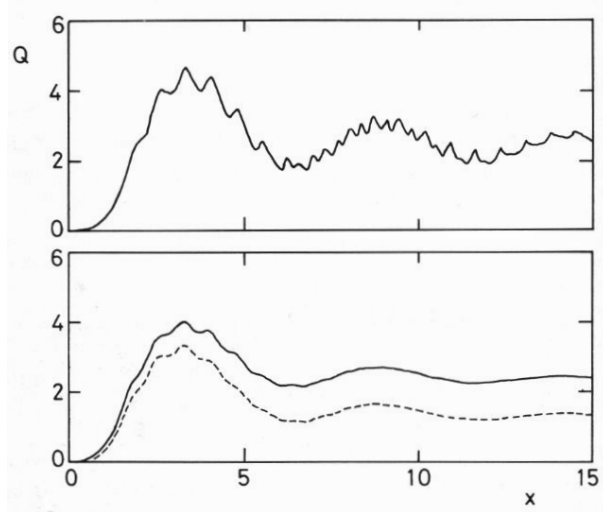


FIGURE 9.5 – **En haut** : facteur d'efficacité Q_{ext} pour un nuage de particules d'un type donné, où l'on voit bien les pics d'efficacité à des longueurs d'ondes privilégiées. **En bas** : lorsque le nuage est composé de plusieurs types de particules (c'est-à-dire avec une large distribution en rayons des particules), les pics sont "lissés". Les deux courbes correspondent à deux indices de réfraction différents.

photons par le milieu. On doit donc connaître l'indice de réfraction m , du milieu. Le calcul complet rentre dans le cadre de la **théorie de Mie**, mais des approximations peuvent être faites pour des milieux particuliers.

La théorie de Mie est une théorie **ondulatoire** de la diffusion. Les particules de gaz ou de poussière peuvent être vues comme les traits d'un réseau de diffraction. Les photons sont diffractés par les particules et forment des interférences. Le calcul est effectué de façon statistique et donne Q_{ext} en fonction d'une quantité sans dimension $x = 2\pi a/\lambda$, qui mesure la taille moyenne des particules du milieu en unité de longueur d'onde. Comme dans le cas des réseaux, il y aura diffraction si la longueur d'onde est de l'ordre de la taille des particules. Comme dans la diffraction par des réseaux, il existe des multiples de x où les interférences entre les photons sont maximales.

La Figure 9.5 donne des mesures expérimentales du coefficient d'extinction en fonction de x , où l'on note premièrement que l'efficacité est nulle pour les très grandes longueurs d'ondes (petit x), et qu'elle oscille autour d'une valeur moyenne quand la longueur d'onde décroît. Par ailleurs, on montre que :

- 1- $Q_{\text{ext}} \propto \lambda^{-4}$ quand la taille des particules de gaz est très inférieure à la longueur d'onde de la lumière incidente et la diffusion des photons se fait de façon isotrope. On parle de **diffusion de Rayleigh**.
- 2- $Q_{\text{ext}} \propto \lambda^{-1}$ quand la taille des particules est comparable à la longueur d'onde. La diffusion des photons se fait préférentiellement dans la direction de propagation de la lumière incidente. On parle de **diffusion de Mie**.
- 3- $Q_{\text{ext}} \propto \lambda^{-1}$ quand $Q_{\text{ext}} \sim Q_{\text{abs}}$, c'est-à-dire quand l'extinction totale est dominée par de l'absorption pure.

La couleur bleue du ciel, due à la diffusion par un gaz atomique, est due à la diffusion de Rayleigh. La diffusion de la lumière dans un nuage de gouttelettes d'eau, dont la taille est de l'ordre de quelques microns, est due à la diffusion de Mie.

9.3 Ionisation du gaz : sphère de Strömgren

Lorsqu'il est suffisamment chauffé, le gaz interstellaire ou intergalactique, peut être ionisé. La recombinaison des électrons arrachés aux atomes, soit par chauffage, soit par rayonnement, produit un rayonnement correspondant à la recombinaison des paires proton-électron, mais aussi aux désexcitations successives des atomes jusque dans leur niveau fondamental.

9.3.1 Régions HII et associations OB

Une source de chauffage de la matière interstellaire est bien évidemment les étoiles, et en particulier les étoiles chaudes et jeunes. Ces dernières s'allument au sein de nuages de gaz en contraction et l'ionise. L'élément chimique dominant est l'hydrogène, de sorte que les **raies spectrales observées** sont essentiellement celles de cet atome. On appelle ces régions gazeuses les **régions HII**, comme dans la Figure 9.6, où "HII" désigne l'atome d'hydrogène ionisé une fois (HI étant l'atome d'hydrogène neutre).

La taille de la portion "éclairée" et donc visible des régions HII est limitée. En effet, les photons émis par l'étoile ou les étoiles centrale(s) de la nébuleuse (comme dans la Figure 9.6 en bas à droite) ont un **libre parcours moyen** déterminé par la densité du nuage et par sa température. Plus le nuage est dense, plus la probabilité qu'un photon soit absorbé est élevée. Plus la température du nuage est grande, plus la vitesse moyenne des atomes y est grande et donc plus la probabilité d'absorption augmente. Les photons ne se propagent donc pas jusqu'à l'infini mais jusqu'à une certaine limite après laquelle la probabilité d'absorption est proche de 1. Par ailleurs, les atomes ionisés se recombinaison et redeviennent donc des absorbants potentiels. On imagine bien qu'un équilibre finit par être atteint entre le nombre de photons disponibles pour ioniser le gaz et le taux de recombinaisons des paires électron-proton.

Le taux de recombinaison des paires électron-proton est donné par la mécanique quantique en fonction des densités moyennes d'électrons n_e et de protons n_H dans le nuage : $\alpha n_e n_H$, où la constante $\alpha \sim 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour une température typique de $T = 8000 \text{ K}$.

Si N est le nombre de photons libérés par seconde par la source ionisante, on écrit l'équilibre entre le taux d'ionisation F_{ion} et le taux de recombinaison F_{recomb} pour un nuage de rayon R comme

$$F_{\text{ion}} = F_{\text{recomb}}, \quad (9.14)$$

$$N = \frac{4}{3} \pi R^3 \times \alpha \times n_e \times n_H. \quad (9.15)$$

On notera que dans ce calcul, on suppose que chaque photon ionise effectivement un atome d'hydrogène. Par ailleurs, pour des températures assez élevées on peut supposer que tout le gaz est ionisé. Les étoiles ionisant les régions HII sont souvent des étoiles O ou B dont la température, de l'ordre de 45'000 K, produit un rayonnement de corps noir dont le pic de luminosité se situe **selon la loi de Wien** (Chapitre 3) à $\lambda = 640 \text{ Å}$. Ces photons ont une énergie

$$E = h\nu = 1,54 \times 10^{-5} \text{ J} = 19 \text{ eV}, \quad (9.16)$$

ce qui est bien supérieur aux 13,6 eV nécessaires à ioniser l'hydrogène. Le gaz étant en bonne approximation complètement ionisé, on peut écrire $n_e = n_H$. En remplaçant dans l'équation (9.15) on obtient une expression pour le rayon du nuage :

$$R = \left(\frac{3N}{4\pi\alpha n_H^2} \right)^{1/3}, \quad (9.17)$$

qui est le **rayon de Strömgren** du nuage, selon le nom de l'astrophysicien qui proposa le calcul pour la première fois.

Suivant l'exemple d'un nuage ionisé par une étoile chaude de température $T = 45'000 \text{ K}$, on peut estimer le nombre de photons ionisants par seconde. La luminosité d'une telle étoile est de

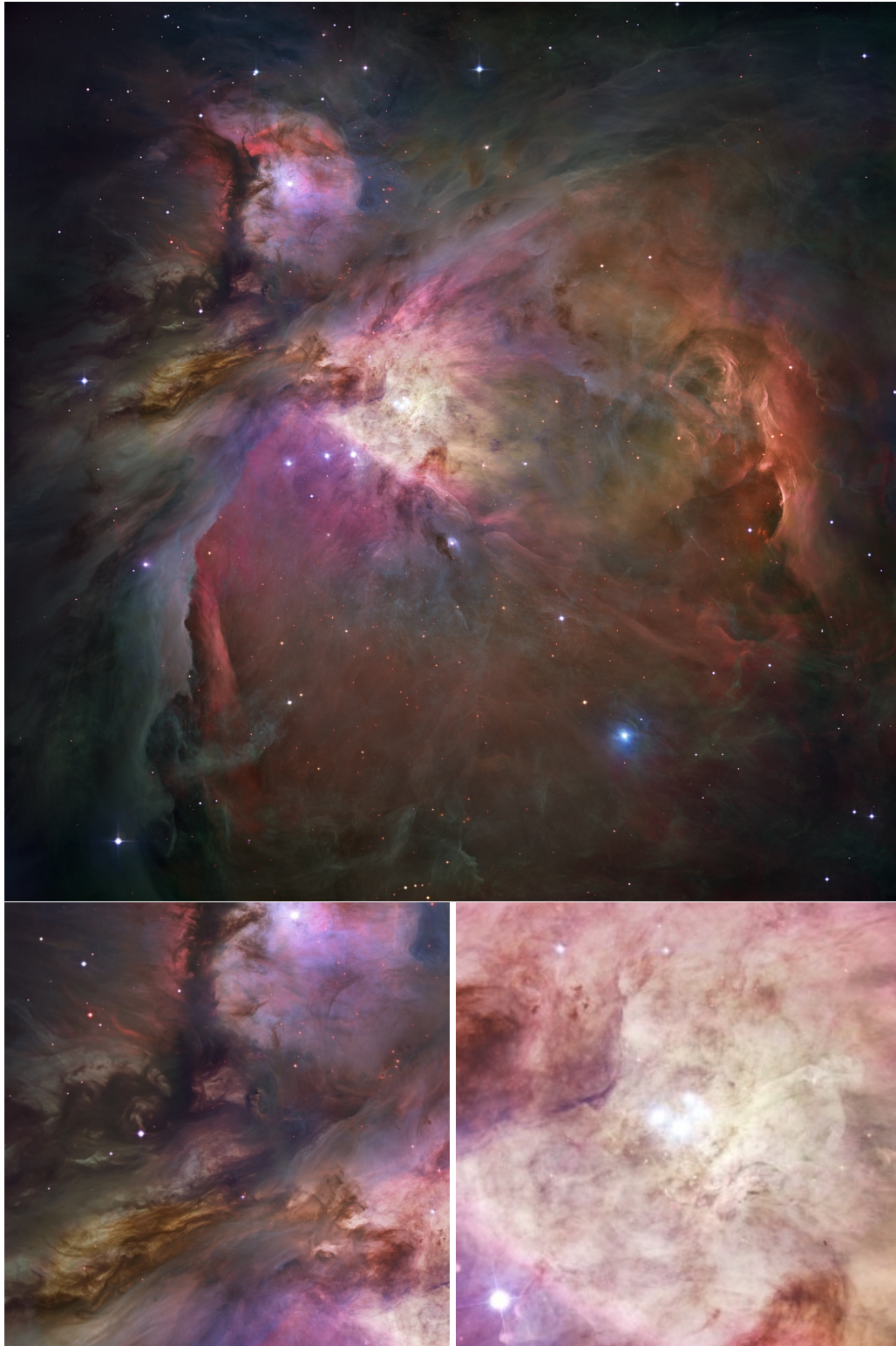


FIGURE 9.6 – **En haut** : la grande nébuleuse d'Orion, vue par le télescope spatial Hubble. Cette région HII, visible à l'oeil nu dans la constellation d'Orion, est située à 450 pc de nous mesure environ 5 pc de diamètre. Son diamètre apparent est de 1 degré, soit 2 fois le diamètre apparent de la pleine Lune. La couleur rouge est due à la raie $H\alpha$ (6565 Å) de l'hydrogène et la couleur verte est due à l'oxygène (4959 Å et 5007 Å). **En bas** : deux agrandissements montrant, à gauche, une zone obscurcie par la poussière et, à droite, la région centrale de formation d'étoiles. Ce sont ces étoiles jeunes et chaudes qui ionisent le gaz et le font rayonner.



FIGURE 9.7 – Deux galaxies observées par le télescope spatial Hubble. A gauche, la galaxie M 64 donne un exemple extrême d'absorption par les poussières, réparties dans tout le disque de la galaxie. A droite, le centre de la galaxie spirale vue de face, M 51, révèle une multitude de régions HII. Cette image est une combinaison de trois images prises à travers les filtres larges V et I ainsi qu'à travers le filtre étroit $H\alpha$, centré sur l'une des transitions les plus fortes de l'hydrogène, à 6565 Å. Les régions en rouge sur l'image correspondent à des régions de forte intensité dans la raie $H\alpha$. Leurs tailles sont comparables à celle de la nébuleuse d'Orion.

l'ordre de $L = 1,3 \times 10^5 L_\odot$, avec $L_\odot = 3,827 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. La luminosité de l'étoile est donc $L = 3,1 \times 10^{50} \text{ eV}$, dont on tire

$$N = \frac{L}{E} = 1,6 \times 10^{49} \text{ photon/s.} \quad (9.18)$$

Enfin, la densité d'hydrogène (c'est-à-dire de protons disponibles) peut se mesurer directement par spectroscopie des régions HII. Des valeurs typiques sont $n_H \sim 5000 \text{ cm}^{-3}$, ce qui permet d'obtenir

$$R_{\text{HII}} = 0,3 \text{ pc.} \quad (9.19)$$

Le diamètre de la grande nébuleuse d'Orion (Figure 9.6) est de l'ordre de 5 pc, significativement plus grand que l'estimation qui vient d'être faite. Cependant, il ne faut pas oublier que la source d'ionisation est le plus souvent due à plusieurs étoiles, souvent un mélange d'étoiles O ou B très chaudes. Ces zones compactes de formation d'étoiles sont connues sous le nom **d'associations OB**. Un tel groupe d'étoiles se trouve au centre de la nébuleuse d'Orion, et fournit bien sûr bien plus de photons ionisants qu'une étoile individuelle ne le ferait.

Les régions HII, si elles sont composées surtout d'hydrogène, ne sont pas exclusivement composées de cet élément. Les nébuleuses gazeuses sont le plus souvent le résultat du recyclage des éléments créés dans les étoiles, qui contiennent toutes sortes d'atomes. On peut donc observer dans les nébuleuses des raies spectrales correspondant aussi à l'oxygène, l'azote, le néon ainsi que beaucoup d'autres éléments plus lourds et moins abondants que l'hydrogène. Leur énergie d'ionisation est souvent plus élevée que celle de l'hydrogène. Il faut donc des sources plus chaudes pour les ioniser. La Figure 9.7 donne deux exemples de galaxies où est bien visible l'absorption par la poussière et où des régions HII de formation d'étoiles sont très nettes.

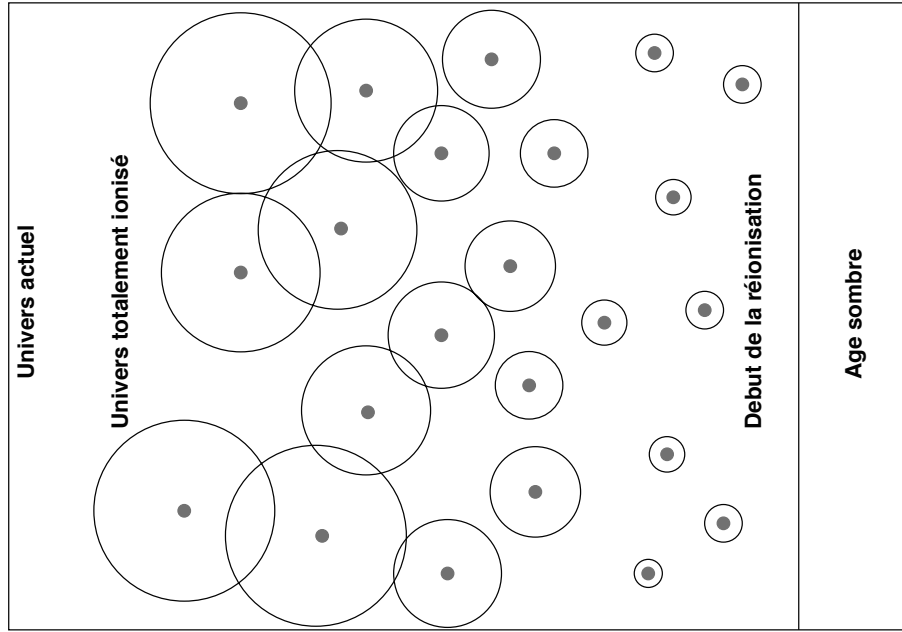


FIGURE 9.8 – Représentation schématique de la réionisation de l’hydrogène intergalactique par les quasars. Lorsque les premiers quasars s’allument juste après “l’âge sombre”, les sphères d’ionisation associées grandissent jusqu’à atteindre un rayon maximum : le rayon de Strömgren. La valeur de ce rayon pour les quasars étant du même ordre de grandeur que la distance les séparant, il est en principe possible d’expliquer la réionisation du milieu intergalactique par le rayonnement des quasars. Dans cette Figure, le temps s’écoule de la droite vers la gauche. Le Big-bang est à droite et l’Univers actuel à gauche.

9.4 Gaz intergalactique

La densité du milieu intergalactique est encore plus faible que celle du milieu interstellaire, avec des valeurs de l’ordre de $10\text{-}100\text{ m}^{-3}$, soit 10^4 à 10^5 fois moins que le milieu interstellaire. Par ailleurs, alors que des atomes lourds peuvent se trouver dans le milieu interstellaire, le milieu intergalactique est essentiellement (mais pas complètement) composé **d’hydrogène, le plus souvent ionisé**, même si de nombreux nuages d’hydrogène neutres sont aussi observés.

Le gaz neutre absorbe la lumière d’arrière plan, alors que le gaz ionisé ayant perdu son ou ses électrons reste transparent au rayonnement.

9.4.1 Gaz ionisé intergalactique

Tout comme dans les régions HII, le gaz intergalactique peut être ionisé dès lors qu’une source de chauffage ou de rayonnement assez puissante peut être trouvée. La quasi totalité du gaz intergalactique est d’ailleurs ionisé. Si l’origine de cette ionisation n’a toujours pas clairement été identifiée, il semble que le rayonnement puissant des **quasars**, qui puisent leur énergie de l’accrétion de la matière sur un trou noir supermassif y contribue de façon importante. Un deuxième processus important, mais probablement moins efficace est la formation d’étoiles, comme dans le cas des régions HII. Il faut cependant des milliers d’étoiles en formation, voire des millions, pour obtenir l’équivalent énergétique d’un quasar.

L’allumage des premiers quasars dans l’Univers lointain, est l’une des explications possibles de la réionisation de l’Univers (Chapitre 1). Lors de l’allumage d’un quasar, celui-ci commence à ioniser le milieu ambiant, de la même façon qu’une étoile chaude. Le phénomène atteint un équilibre, et on aboutit à la formation d’une sphère de Strömgren. Si le rayon des sphères de Strömgren associées à chaque quasar devient comparable à la distance moyenne les séparant, elles finissent en moyenne

par se toucher et tout l'Univers devient ionisé, c'est-à-dire transparent à un rayonnement d'arrière plan.

Reprenons le calcul effectué pour les régions HII, mais en remplaçant l'étoile centrale du nuage par un quasar et en prenant les densités de gaz et puissance de rayonnement adaptées. La luminosité typique d'un quasar $L = 10^{10} L_{\odot}$ et la densité du gaz est, comme vu plus haut, de l'ordre de $n_H \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$. Le rayonnement étant beaucoup plus intense que dans le cas des régions HII, et la densité du gaz étant beaucoup plus faible, on voit immédiatement que les rayons de Strömgen mis en jeu seront beaucoup plus grands que ceux des régions HII.

Si par ailleurs la longueur d'onde du rayonnement est plus petite que la **limite de Lyman à 912 Å (Chapitre 7)**, c'est-à-dire suffisante pour ioniser l'hydrogène, on obtient,

$$R_{\text{Lyman}} = 25 \text{ Mpc}, \quad (9.20)$$

ce qui correspond à des tailles d'amas de galaxies. L'ordre de grandeur obtenu montre qu'il est possible de ioniser tout l'Univers en juxtaposant des quasars les uns à côté des autres, comme dans la Figure 9.8.

9.4.2 Gaz neutre intergalactique

Si la plupart du gaz intergalactique est ionisé, il ne l'est pas entièrement. Ceci est vrai en particulier dans les **filaments cosmiques (Chapitre 1)** ainsi que dans certains nuages intergalactiques d'hydrogène neutre.

Le gaz neutre **absorbe** la lumière. Dans le cas de l'hydrogène, c'est la transition Lyman α à 1216 Å (à ne pas confondre avec la "limite de Lyman") qui nécessite le moins d'énergie pour être excitée et qui sera donc la transition la plus facilement observée.

Lorsqu'un nuage d'hydrogène se trouve devant une source brillante, il absorbe les photons de longueur d'onde proche de 1216 Å. De ce fait, le spectre de la source d'arrière plan montrera un déficit de lumière à cette longueur d'onde, comme l'illustre le haut de la Figure 9.9. Cette absorption intervient toujours à 1216 Å de longueur dans le référentiel du nuage absorbant, mais à différentes longueurs d'ondes dans celui de la source d'arrière plan. En effet, les nuages situés **devant** la source ont un **décalage vers le rouge cosmologique** moindre que celle-ci. L'absorption dans le spectre de la source se produit donc à des longueurs d'onde plus courtes de 1216 Å dans le référentiel de la source.

Le bas de la Figure 9.9 montre un exemple réel de sources absorbées par des nuages d'hydrogène. Les spectres de deux quasars distants sont reproduits ici, les deux montrant une raie $\text{Ly}\alpha$ forte en émission, à 1216Å. Dans les deux cas, les spectres ont été corrigés du décalage vers le rouge cosmologique.

Le spectre du haut est celui d'un quasar situé proche de notre Voie Lactée. On note quelques absorptions étroites dans la zone située avant 1216 Å. Dans le deuxième spectre, le quasar est très lointain. Sa ligne de visée intersecte donc de nombreux nuages. Les nuages situés presque à la même distance de nous que le quasar produisent des raies d'absorption fines presque superposées avec l'émission $\text{Ly}\alpha$ du quasar. Les autres, contribuent à former la **forêt $\text{Ly}\alpha$** , constituée d'une foule de raies à différents décalages vers le rouge. Plus le quasar est loin, plus la "forêt" est dense.

L'étude statistique de la répartition des raies $\text{Ly}\alpha$ dans des milliers de spectres de quasars permet d'estimer la masse de gaz répartie dans l'Univers ainsi que d'estimer la taille des régions d'hydrogène neutre.

9.5 Gaz neutre vu en émission : la raie de l'hydrogène à 21 cm

L'hydrogène n'émet aucun rayonnement optique. C'est donc à travers les absorptions qu'il crée dans les spectres d'autres objets qu'il sera vu. Il est en revanche possible d'observer le **rayonnement de l'hydrogène dans le domaine de longueur d'onde radio**.

Dans son niveau fondamental, l'hydrogène possède deux niveaux de **structure hyperfine** avec $F=1$ et $F=0$. Ces deux niveaux correspondent à la transition d'un état où les spins du proton et de

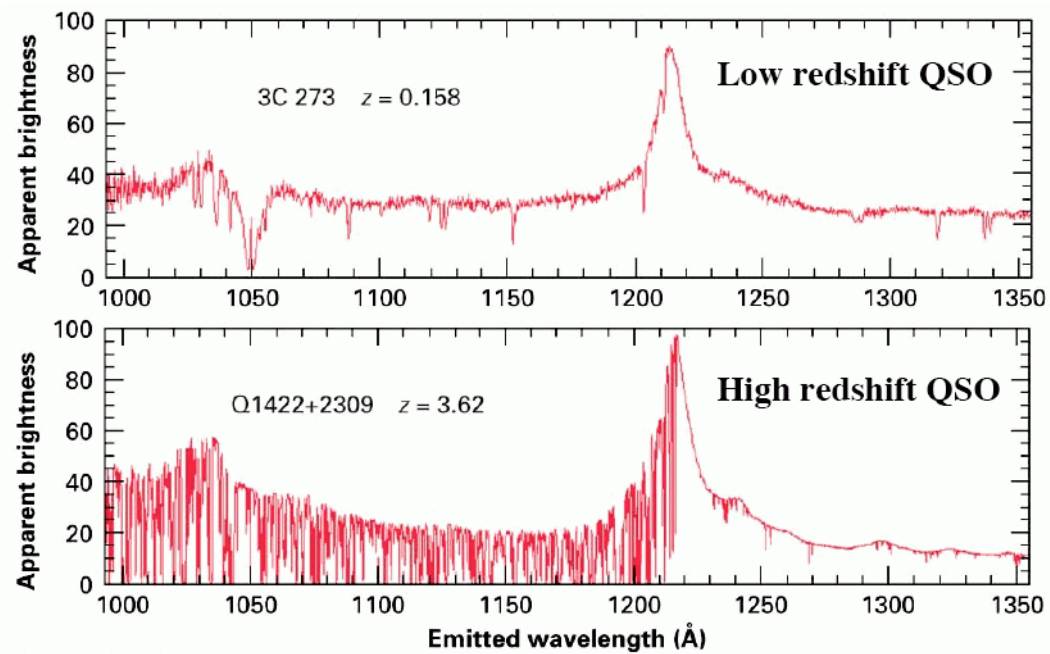
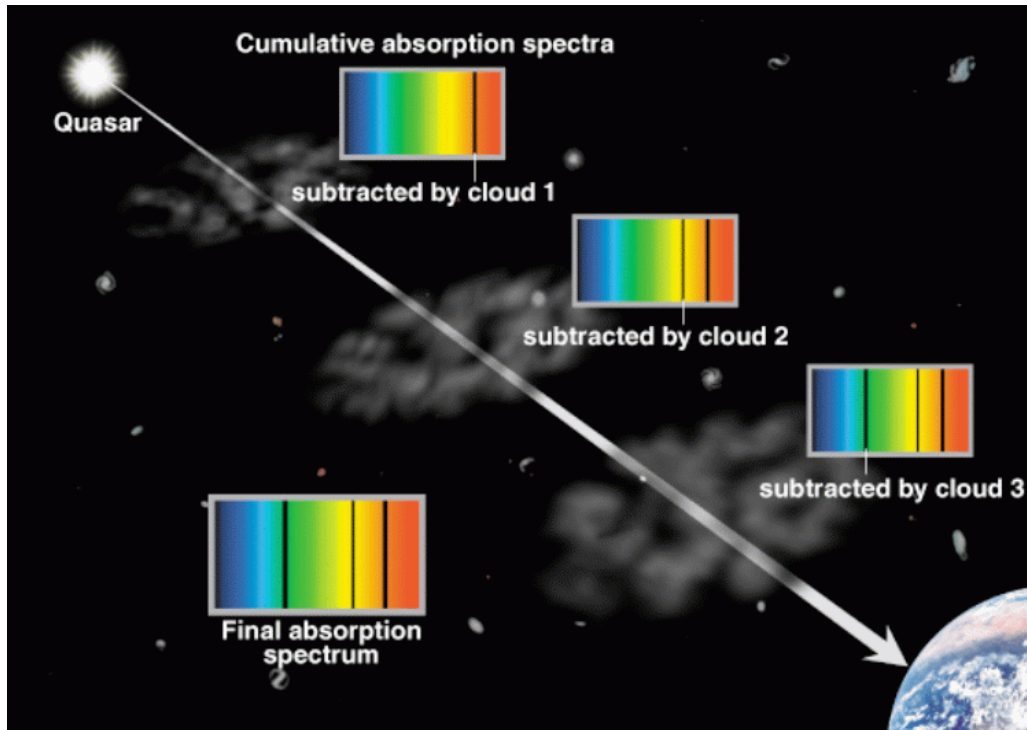


FIGURE 9.9 – **En haut** : représentation schématique des absorptions Ly α causées par les nuages d’hydrogène neutres sur la ligne de visée d’un quasar (noyau très brillant de galaxie) lointain. Chaque nuage crée une absorption Ly α vue à différents décalages vers le rouge. **En bas** : effet sur le spectre de deux quasars réels. Le spectre du quasar du haut est celui d’un quasar proche, alors que le suivant est plus lointain. Le nombre de nuages d’hydrogène sur la ligne de visée du second est donc beaucoup plus élevé et donne lieu à la “forêt” Ly α . (Figures, d’après S.G. Djorgovski, Caltech)

l'électron sont parallèles, vers un état où les spins sont opposés. La différence entre les deux niveaux est faible $E = 6 \times 10^{-6}$ eV, ce qui correspond à une longueur d'onde de

$$\lambda = 21 \text{ cm (1420,4 Mhz)}. \quad (9.21)$$

Cette transition possède une probabilité très faible, avec un coefficient d'Einstein d'émission spontanée de $A = 2,87 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$, correspondant à un temps de vie moyen de $A^{-1} = 1,1 \times 10^7$ ans du niveau d'énergie supérieur par rapport au niveau inférieur.

Les observations à 21 cm de longueur d'onde se situent dans le domaine de longueur d'onde radio. Les résolutions angulaires typiques sont de l'ordre de 10 minutes d'arc. Le diamètre des antennes nécessaires pour arriver à ces résolutions sont de l'ordre de 10 à 300 m.

Avec la sensibilité (aux faibles flux lumineux) des antennes radio actuelles, l'hydrogène neutre n'est observable à 21 cm que dans notre Voie Lactée, où il est réparti de façon très inhomogène. La taille des nuages galactiques est de 5 pc de diamètre, soit environ comme les régions HII, et la densité moyenne de ces nuages est de $2 \times 10^7 \text{ m}^{-3}$. Leur température est basse, $T=80 \text{ K}$ et leur masse moyenne est de $30 M_{\odot}$. A plus basse température, l'hydrogène se présente sous forme moléculaire, H_2 , et ne rayonne pas à 21 cm.

Une cartographie complète de la Voie Lactée a été effectuée, avec une résolution en vitesse de 1 km/s. La Voie Lactée est en effet un disque en rotation dans lequel se répartissent les nuages HI. Ceux-ci émettent à 21 cm, à un décalage vers le rouge près correspondant au décalage Doppler dû à leur vitesse radiale par rapport à nous. La mesure de ces vitesses offrent donc une occasion unique de mesurer le **champ de vitesse de la Voie Lactée** et d'estimer son potentiel gravitationnel (cf. Chapitre 10).

Des projets d'antennes géantes sont en cours, comme par exemple le projet SKA (Square Kilometer Array) dont la surface d'antenne, comme son nom l'indique, sera de l'ordre du kilomètre carré. La sensibilité de ce radiotélescope géant, formé de quelques centaines de petites antennes, permettra d'étendre notre champ de vision bien en dehors de notre Voie Lactée.

9.6 Compléments vus au cours

Nuages moléculaires, le gaz froid et son observation dans les longueurs d'ondes millimétriques. Les rayons cosmiques : particules interstellaires. Le rayonnement de l'hydrogène neutre à 21cm.

Chapitre 10

Structure et dynamique de la Voie Lactée

L'histoire de la formation des galaxies et de leur évolution depuis le Big-bang conduit à l'existence de plusieurs types morphologiques de galaxies. Certaines sont de larges nuages d'étoiles, de forme elliptique, dans lesquels les étoiles suivent, en première approximation, des orbites réparties aléatoirement. Ces galaxies, appelées **galaxies elliptiques** du fait de leur forme, sont en général très massives ($M \sim 10^{12} M_{\odot}$) et dominées par des populations d'étoiles vieilles. Les autres galaxies sont dans la plupart des cas des **galaxies spirales**, moins massives ($M \sim 10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$) dont la structure et l'évolution dynamique sont plus complexes. Notre **Voie Lactée** fait partie de cette dernière catégorie de galaxies.

10.1 Description générale

Comme son nom l'indique, la Voie Lactée¹ apparaît à l'oeil nu, sous la forme d'une traînée laiteuse dans le ciel nocturne. C'est Galilée qui découvrit au 17^e siècle que celle-ci était en fait composée de milliers d'étoiles, vues séparées les unes des autres grâce à sa lunette astronomique. Déterminer la forme de la Voie Lactée, étant dedans, n'est pas une tâche facile. Au 18^e siècle, **William Herschel** tente un recensement des étoiles dans le voisinage du Soleil, doté d'un télescope à miroir de bronze de 1,25 m de diamètre. En mesurant la densité apparente d'étoiles dans différentes directions on doit en effet pour reconstituer la forme tri-dimensionnelle de la Voie Lactée, moyennant par exemple une hypothèse d'isotropie de la distribution d'étoiles. Les biais observationnels tels que l'absorption par les poussières sont cependant tels, que Herschel n'aboutira à aucune conclusion convaincante. Au 19^e siècle, l'astronome Hollandais Jacobus Kapteyn donne une première estimation de la taille de la Voie Lactée. C'est finalement en 1920 que l'astronome Britannique Harlow Shapley réussira à y déterminer notre position et à en donner la taille qu'on lui connaît actuellement.

La Voie Lactée est formée d'un disque en rotation dans lequel se concentrent le gaz, les poussières, ainsi que les régions de formation d'étoiles. C'est donc dans le disque que l'on trouve les nébuleuses, les amas ouverts, les associations OB, et les étoiles les plus brillantes et les plus chaudes. On se réfère le plus souvent au contenu en étoiles des galaxies ou de n'importe quel objet composé d'étoiles, en des termes de **population stellaire**. On dira par exemple que le disque galactique a une "population stellaire" jeune. On parle aussi de population stellaire de type I, par opposition aux populations stellaires de type II, qui s'adressent aux étoiles vieilles.

En plus de son disque en rotation la Galaxie possède un **bulbe** et un **halo**. Le bulbe se comporte un peu comme une galaxie elliptique miniature, ou comme un "gaz d'étoiles". Il contient des étoiles de population II, vieilles. Sa forme est sphérique ou elliptique. Le halo est sphérique et est

1. La Voie Lactée est aussi appelée *la* Galaxie, où la majuscule désigne "notre" galaxie, par opposition aux autres.

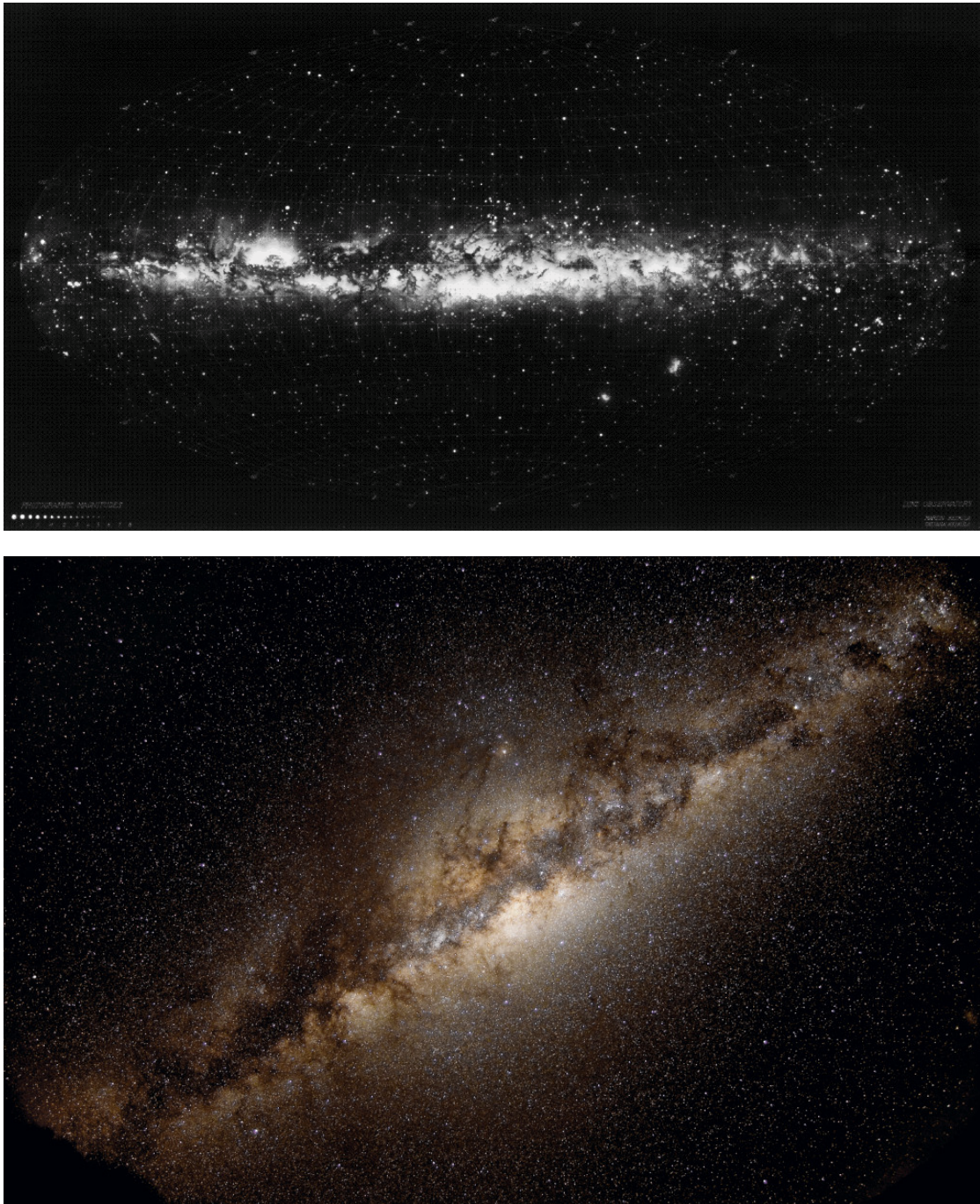


FIGURE 10.1 – **En haut** : vue générale de la Voie Lactée, en coordonnées galactiques. La Galaxie est une spirale vue par la tranche, dont le bulbe est ici au centre de l'image. Le centre de la Galaxie est l'origine du système de coordonnées galactiques. **En bas** : photographie à grand champ de la Voie Lactée, en lumière visible. Le champ de vue est de l'ordre de 120 degrés, et le centre de l'image montre le bulbe de la Galaxie, ici vu au zénith lors de l'observation.

essentiellement invisible même s'il contient une faible densité d'étoiles de population II. On sait par des mesures indirectes que l'essentiel de la masse du halo est composée **de matière sombre** et que cette matière sombre n'est pas sous forme d'étoiles qui rayonneraient trop faiblement pour être vues. L'origine exacte de la matière sombre reste inconnue à l'heure actuelle.

La Figure 10.1 donne une vue générale de la Voie Lactée dans le rayonnement visible. On y distingue clairement le disque, dans lequel le Soleil se trouve, ainsi que le bulbe. On remarque également une bande de poussières passant à travers tout le disque et absorbant la lumière d'arrière plan. Les étoiles vues en dehors du plan du disque sont soit des étoiles du disque, très proches de nous, soit des étoiles du halo.

10.2 La Voie Lactée en tant que galaxie spirale

10.2.1 Repérage dans la Voie Lactée

Tout comme avait été défini un système de coordonnées lié à la voûte céleste, il est possible de définir un système lié à la Voie Lactée. On définit donc la **longitude et la latitude galactiques**, dont l'origine est le centre de rotation du disque galactique : le centre galactique.

La longitude et la latitude galactiques sont notées (l,b) et valent par définition toutes deux 0° au centre galactique. On définit deux **pôles galactiques** dont la latitude vaut $b = +90^\circ$ pour le pôle "nord" et $b = -90^\circ$ pour le pôle "sud".

Les coordonnées galactiques sont fixes au cours du temps, et peuvent être converties en coordonnées équatoriales, qui dépendent du temps du fait de la précession des équinoxes. Si l'on se rapporte à l'équinoxe de printemps de l'an 2000, les coordonnées équatoriales du centre galactique sont

$$\begin{aligned}\alpha(2000) &= 17 \text{ h } 45 \text{ min } 36 \text{ sec} \\ \delta(2000) &= -28^\circ 56' 12''\end{aligned}$$

On constate que si l'on veut voir le centre galactique le mieux possible, c'est-à-dire quand il est au zénith, on doit se placer depuis un observatoire dont la latitude (terrestre) est égale à la déclinaison du centre galactique. Les observatoires de l'ESO au Chili sont donc idéalement placés. Cerro Paranal a en effet une latitude $-24^\circ 40'$ et celle de l'observatoire de La Silla est de $-29^\circ 15'$.

10.2.2 Vue multi-longueur d'ondes de la Voie Lactée

La diversité des phénomènes physiques qui existent dans la Galaxie est telle que son aspect change avec la longueur d'onde d'observation. La Figure 10.2 donne sous une forme résumée, le résultat d'une étude multi-longueur.

Le domaine des rayons γ (bas de la Figure), les plus énergétiques qui soient, fait intervenir des phénomènes violents, comme l'explosion d'une supernovae, l'accrétion de matière sur un trou noir, le démarrage des réactions nucléaires dans des régions de formation d'étoiles, ou le chauffage extrême du gaz interstellaire. On discerne plusieurs sources brillantes dans la vue γ de la Figure 10.2. L'une correspond au centre galactique, où la matière "brûle" en tombant sur le trou noir central. Les autres correspondent à des **pulsars** comme celui de la nébuleuse du crabe, Messier 1. Le rayonnement diffus provient quant à lui des chocs entre les particules de haute énergie voyageant à grande vitesse dans la Galaxie, et les noyaux d'hydrogène du milieu interstellaire.

Le rayonnement X de la Voie Lactée est produit par le gaz chaud. Le code de couleur dans la Figure suit 3 domaines d'énergie : 0,25, 0,75 et 1,5 keV, en rouge, vert et bleu. Le gaz plus froid que les bandes d'énergie représentées ici absorbe les rayons X de plus haute énergie, donnant lieu à des zones plus sombres dans la Figure. La carte X de la Voie Lactée est un bon traceur de la température du gaz chaud et de sa distribution en température.

Le rayonnement optique trace essentiellement les étoiles, certains nuages de gaz ionisés comme les régions HII, et l'absorption par la poussière. C'est aussi le domaine du spectre où la résolution

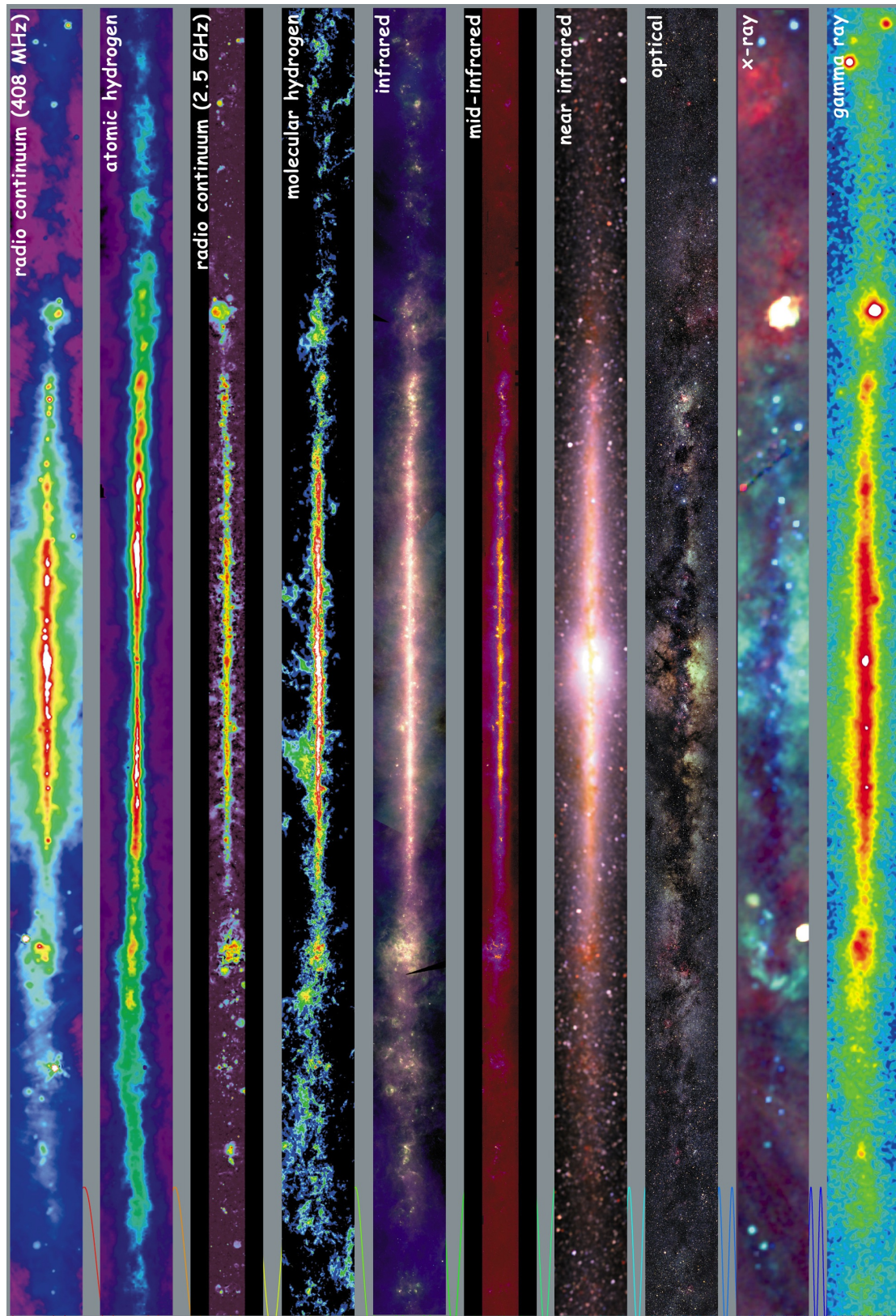


FIGURE 10.2 – La Voie Lactée, vue à différentes longueurs d’ondes, depuis les rayons gamma, jusqu’aux ondes radio. La plupart de ces images ont été obtenues depuis des observatoires spatiaux, tout le rayonnement n’arrivant pas jusqu’à la surface terrestre (Crédit : NASA).

angulaire est la plus grande. On peut donc facilement étudier l'origine du rayonnement observé, contrairement aux domaines précédents. Alors que le milieu interstellaire émet une lumière X et γ diffuse, il est en général sombre dans le domaine optique.

En proche infrarouge ($1 - 3\mu\text{m}$), on observe les étoiles froides, qui sont en général aussi des étoiles vieilles, et de faible masse. Le bulbe galactique est donc plus nettement visible qu'en optique. L'absorption par les poussières est négligeable en proche infrarouge, de sorte que la barre sombre visible en optique disparaît presque complètement.

L'infrarouge intermédiaire ($7 - 11\mu\text{m}$) est le domaine du rayonnement par les molécules complexes, telles que les PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons). Ces molécules sont présentes partout dans le plan galactique mais se concentrent autour des nuages moléculaires, des nébuleuses planétaires et des étoiles jeunes massives. Les "grumeaux" le long de l'image correspondent à de tels objets.

Dans l'infrarouge lointain ($12, 60, 100\mu\text{m}$), c'est le rayonnement de corps noir de la poussière qui domine. La bande de poussière vue en absorption dans l'image optique est maintenant vue en émission. Il s'agit d'un rayonnement thermique, due au chauffage de la poussière par les étoiles environnantes, soit par friction.

Le début du rayonnement radio (115 GHz) marque l'émission par le gaz moléculaire. Les éléments chimiques à l'origine du rayonnement sont surtout la molécule CO, très abondante dans la majorité des galaxies spirales, et la molécule H_2 . C'est la transition $J=1-0$ (niveaux de rotation) de ces molécules qui génère l'émission de photons radios. Il s'agit donc d'une raie spectrale et non pas d'un rayonnement continu.

Plus loin dans le rayonnement radio (2.4-2.7 GHz), on observe un rayonnement "continu" non thermique dû au mouvement relativiste des particules éjectées par les supernovae et spiralant dans le champ magnétique galactique. Les taches plus brillantes dans l'image correspondent d'ailleurs à des rémanents de supernovae.

A 21 cm de longueur d'onde l'hydrogène atomique domine toute la Galaxie, comme vu au Chapitre 9, et est réparti très uniformément dans le disque de la Galaxie. On ne distingue pas d'excès important de densité dans le bulbe de la Galaxie.

Loin dans le domaine radio (0,4 GHz), le rayonnement est de nouveau un rayonnement synchrotron, mais de plus basse énergie qu'à 2,4-2,7 GHz. Le rayonnement est plus diffus puisque les énergies mises en jeu sont "accessibles" par des particules plus éloignées des restes de supernovae qu'à plus basse longueur d'onde. Les rémanents de supernovae, déjà visibles à 2,4-2,7 GHz apparaissent plus gros, non pas à cause de la résolution spatiale, qui est similaire dans les deux images, mais parce que la zone d'émission est réellement plus étendue à 0,4 GHz qu'à 2,4-2,7 GHz.

10.3 Mesure des distances dans la Galaxie

Outre les mesures de parallaxes des étoiles individuelles, la distance à certains amas ouverts proches peut être mesurée par la méthode **des courants d'étoiles**. Un amas étant un groupe d'étoiles gravitationnellement liées et toutes situées au même endroit dans la Galaxie (l'amas ayant une taille négligeable par rapport à la Galaxie), toutes les étoiles membres de l'amas ont la même vitesse par rapport à nous. En revanche, les projections des vitesses sur la voûte céleste ne sont pas les mêmes. Toutes les étoiles semblent converger en un point, appelé **le convergent**, comme l'indique la Figure 10.3.

Pour un amas de grand diamètre angulaire et contenant suffisamment d'étoiles, la position angulaire apparente du convergent sur le plan du ciel peut être déterminée avec précision. Cet angle est noté θ sur la Figure 10.3. Par ailleurs, la vitesse radiale V_r peut être mesurée pour chaque étoile par effet Doppler, par exemple en spectroscopie optique. Enfin, pour un amas assez proche, on peut mesurer le déplacement angulaire des étoiles μ , c'est-à-dire leur vitesse tangentielle V_t . On arrive cependant actuellement à mesurer des vitesses de quelques micro secondes d'arc par an. D'après la Figure 10.3, et l'angle μ étant très petit devant θ , il vient immédiatement

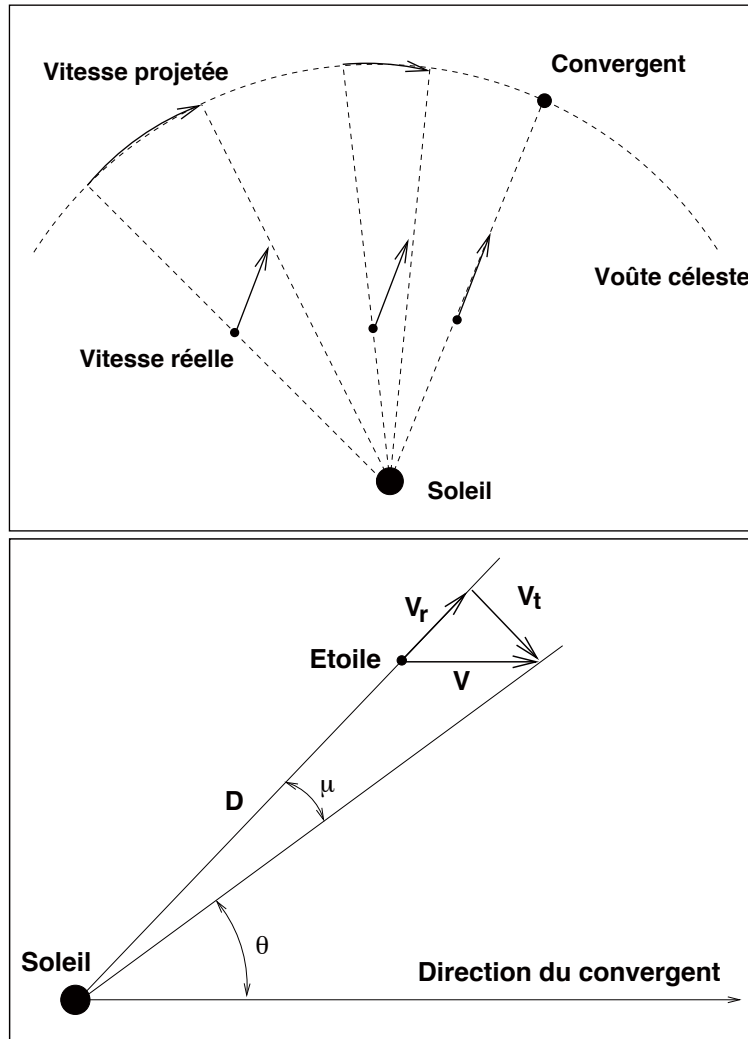


FIGURE 10.3 – **En haut** : effet de la projection des vitesses sur la voûte céleste. Trois étoiles d'un amas sont représentées ici. La taille angulaire non négligeable de l'amas fait que les normes des vitesses projetées sont différentes pour chaque étoile et pointent vers une direction privilégiée : le convergent. **En bas** : décomposition de la vitesse linéaire V en vitesse tangentielle V_t et radiale V_r .

$$V_r = V \cos \theta$$

$$V_t = V \sin \theta$$

$$V_t = V_r \tan \theta$$

On a aussi $\mu = V_t/D$, de telle sorte que

$$D = \frac{V_r \times \tan \theta}{\mu}. \quad (10.1)$$

Pour un amas proche tel que celui des Hyades, dans la constellation du Taureau, les valeurs numériques sont $V_r = 38 \text{ km/s}$, $\mu = 0,1''/\text{an}$, et $\theta = 24,7^\circ$. La distance à l'amas des hyades est donc de 36 pc. Il s'agit d'un amas très proche. Pour rappel, le diamètre de la Voie Lactée est d'environ 40 kpc.

Nous verrons par la suite que la mesure d'astre aussi proche de nous que quelques parsec est capitale même pour mesurer des distances cosmologiques. Les amas d'étoiles proches contiennent en effet des étoiles pulsantes, dont l'éclat varie de façon périodique et pour lesquelles il existe une relation précise entre la luminosité absolue et la période de variation. Si l'on connaît la distance à un amas proche, on arrive à calibrer cette relation "période-luminosité", puis à l'appliquer à des galaxies lointaines : en mesurant la période de variation d'étoiles pulsantes dans ces galaxies, on en déduit leur distance.

Il existe d'autres méthodes pour mesurer des distances courtes, dans notre Galaxie. Toutes se fondent sur la luminosité absolue d'astres pris comme références et sur la comparaison entre les valeurs théoriques et mesurées de cette luminosité. L'hypothèse sous-jacente est que la différence observée est due exclusivement à la distance nous séparant de l'astre. Or, l'extinction galactique intervient et la valeur théorique prédite pour ces astres dépend de modèles et donc d'*a priori* qui peuvent tout à fait être faux.

10.4 Décomposition en disque, bulbe et halo

Comme vu plus haut la Galaxie se compose d'un disque, d'un bulbe et d'un halo dont les évolutions dynamique et chimique (métallicité) ne sont pas les mêmes. Ces trois "composantes" de la Voie Lactée sont donc aussi très différentes du point de vue de leur contenu stellaire et de leur distribution de matière lumineuse et sombre.

10.4.1 Le disque

Le disque, composé d'étoiles jeunes, de population I, contient le Soleil. La distance entre ce dernier et le centre galactique est connu avec peu de précision, ne serait-ce que parce qu'il est difficile de définir le centre de la Galaxie (centre de masse, centre de rotation, barycentre de la distribution de lumière?). On estime cependant qu'elle est de $R_0 = 8,5$ kpc. Le diamètre du disque est quant à lui de 40 kpc.

L'épaisseur du disque varie avec le type d'étoiles auquel on s'intéresse, en particulier avec l'âge de la population stellaire que l'on regarde. La densité d'étoiles dans la direction perpendiculaire au disque, c'est-à-dire quand on regarde la Galaxie par la tranche, comme dans la Figure 10.1, est une exponentielle. Si z est la variable décrivant la hauteur au-dessus du plan du disque la densité d'étoiles s'écrit,

$$n(z) \propto \exp\left(-\frac{z}{h}\right), \quad (10.2)$$

où h définit une échelle caractéristique de hauteur, qui change avec la population stellaire. En fait, le disque se décompose lui-même en trois composantes d'épaisseurs différentes :

1- Le disque mince jeune, composé d'étoiles jeunes et contenant la majeure partie de la poussière et du gaz de la Galaxie. De fait, les étoiles vont se former de ce gaz et de cette poussière. L'échelle de hauteur de ce disque mince est de l'ordre de 100 pc. C'est aussi dans le disque mince que l'on trouve le gaz moléculaire. Le Soleil fait partie du disque jeune et se situe à une hauteur de 30 pc au-dessus du plan galactique.

2- Le disque mince vieux a une échelle de hauteur de 325 pc et contient des étoiles plus vieilles.

3- Le disque épais mesure quant à lui 1500 pc de hauteur mais ne contient que 2% de la masse totale du disque galactique.

L'origine de ces trois composantes peut être comprise en des termes de dynamique. Les étoiles sont en première approximation en rotation autour du centre galactique, mais oscillent légèrement de part et d'autre du disque. On observe donc, en plus du mouvement global de rotation du disque,

une dispersion des vitesses dans une direction perpendiculaire à celui-ci. Autrement dit, la loi de distribution des vitesses des étoiles est environ gaussienne, avec une dispersion σ . Tout comme dans un gaz, cette dispersion donne lieu à une pression, connue sous le nom de **pression dynamique**. Plus cette pression est élevée, plus l'échelle de hauteur associée est grande. La dispersion des vitesses dans le disque mince jeune est de l'ordre de 15 km/s alors que dans le disque mince vieux, elle est de 25 km/s.

La distribution de matière lumineuse en fonction du rayon, r , au centre de la Galaxie suit également une loi exponentielle de la forme

$$L(r) = L_0 \exp(-r/h_r), \quad (10.3)$$

où la normalisation utilise la luminosité au centre de la galaxie, L_0 , et où h_R définit une échelle de longueur dans la direction du plan du disque et non plus perpendiculairement à celui-ci. Les galaxies spirales en général ont un profil radial et tangentiel de luminosité suivant une loi exponentielle.

Afin de comparer la quantité de matière lumineuse par rapport à la quantité de matière sombre, on utilise souvent en astrophysique une quantité appelée le **rapport masse-luminosité**. Ce rapport est exprimé en unité de masse solaire, de telle sorte que le Soleil a un rapport $(M/L)_\odot = 1$. La luminosité est exprimée par convention dans le filtre B (bleu) à 4400 Å de longueur d'onde. La masse totale **stellaire** du disque mince jeune est de $\sim 6 \times 10^{10} M_\odot$ et son contenu en poussière est de l'ordre de $0,5 \times 10^{10} M_\odot$. La luminosité totale du disque mince dans le filtre B étant de $L_B \sim 1,8 \times 10^{10} L_\odot$, on tire le rapport masse-luminosité du disque mince,

$$\frac{M}{L_B} = 3 \times \frac{M_\odot}{L_\odot} \quad (10.4)$$

Le disque épais a quant à lui une masse bien moindre, de $3 \times 10^9 M_\odot$ et une luminosité de $2 \times 10^8 L_\odot$, ce qui lui confère un rapport masse-luminosité de $M/L_B \sim 15$.

10.4.2 Le bulbe

Le bulbe de la Voie Lactée (centre de la Figure 10.1) est difficile à étudier. Le Soleil se situe en effet dans le plan du disque mince où se trouvent de grandes quantités de poussières et la grande distance nous séparant du bulbe ($R_0 \sim 8,5$ kpc) a pour résultat que l'extinction par la poussière dans sa direction est de $A_V \sim 28$ magnitudes. Un astre de magnitude visuelle zéro (Véga) aurait donc une magnitude de 28 s'il était dans le bulbe galactique, ce qui est la limite de détection des plus grands télescopes actuels.

Comme vu dans le Chapitre 9, la lumière infrarouge est moins affectée par l'absorption. C'est donc à ces longueurs d'onde que l'on peut le mieux étudier le bulbe, avec le biais observationnel que les étoiles rouges et donc plutôt peu massives, froides et vieilles seront préférentiellement sélectionnées par les observations.

Le bulbe de la Voie Lactée n'est pas tout à fait sphérique mais a plutôt la forme d'une barre. Le grand axe de cette barre pointe à environ 30° de nous. La hauteur du bulbe (barre) dans la direction perpendiculaire au plan du disque est de l'ordre de 400 pc. Le rapport du petit axe sur le grand axe de la barre est de 0,6.

Le profil de luminosité du bulbe est notoirement différent de celui du disque. Il est décrit par la **loi de de Vaucouleurs**, donnant la brillance de surface $I(r)$ en fonction de la distance au centre r . La brillance de surface est exprimée en magnitudes par secondes d'arc carrées, ou encore en luminosités solaires par parsec carré. On a ainsi

$$\log \left(\frac{I(r)}{I_e} \right) = -3,3307 \left[\left(\frac{r}{R_e} \right)^{1/4} - 1 \right] \quad (10.5)$$

Comme dans le cas du disque, une échelle de longueur est définie. Il s'agit du **rayon effectif**, R_e : le rayon du profil qui contient la moitié de la lumière totale. On a aussi $I_e = I(R_e)$. Le profil de de Vaucouleurs peut aussi s'exprimer de la façon suivante :

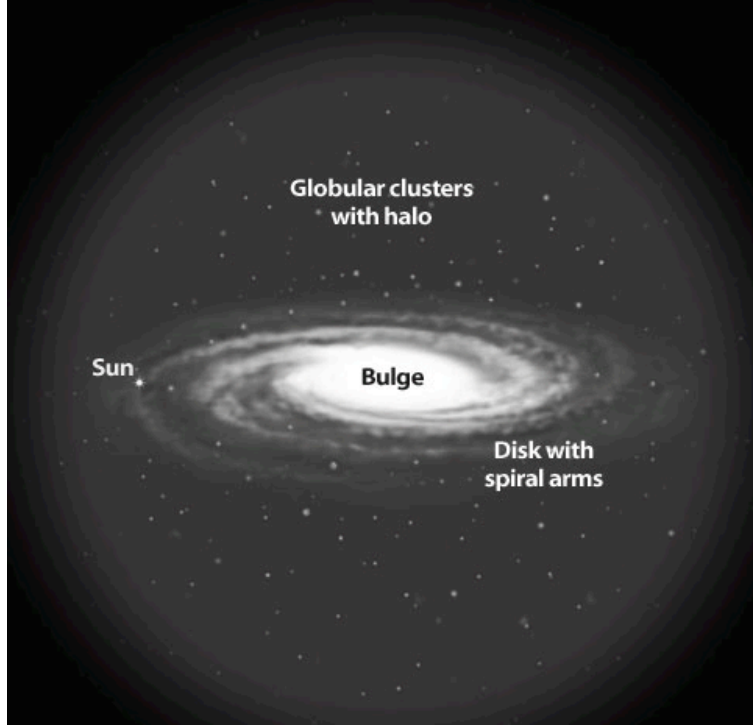


FIGURE 10.4 – Représentation schématique de la Voie Lactée et de son halo d’amas globulaires et de matière sombre.

$$I(r) = \exp(-7,669[(r/R_e)^{1/4} - 1]) \quad (10.6)$$

On appelle parfois la loi de de Vaucouleurs la “loi en r un quart”, du fait de l’exposant. Le rayon effectif du bulbe de la Voie Lactée est de $R_e = 700$ pc. La luminosité totale du bulbe est donnée par l’intégrale du profil de de Vaucouleurs

$$L = \int_0^\infty 2\pi r I(r) dr = 7,215 \times \pi I_e R_e^2 \quad (10.7)$$

Le rapport masse-luminosité du bulbe est de 3, comme pour le disque mince, sa masse étant $\sim 10^{10} M_\odot$, et sa luminosité $\sim 3 \times 10^9 L_\odot$. Les contributions relatives du bulbe et du disque dans les galaxies spirales peuvent être très variées. Dans le cas de la Voie Lactée, elles sont comparables.

10.4.3 Le halo

Le disque et le bulbe de la Voie Lactée sont ses composantes les plus lumineuses. Elles baignent dans un **halo de forme sphérique** (Figure 10.4) dont la majeure partie n’émet pas de lumière et dans lequel se trouvent les **amas globulaires**. La Voie Lactée compte environ 150 amas globulaires, composés de quelques centaines de milliers d’étoiles dans un rayon de 15-20 pc. On distingue deux catégories d’amas globulaires, qui diffèrent par leur métallicité et par leur distribution. Ainsi, les amas pauvres en métaux, avec $[Fe/H] < -0.8$, sont composés d’étoiles vieilles et se distribuent partout dans le halo, comme l’indique leur distribution en vitesses. Il existe également une population d’amas plus riches en métaux, avec $[Fe/H] > -0.8$, qui se situent plutôt dans le disque épais de la Voie Lactée.

Le halo visible s’étend jusqu’à 50-60 kpc de rayon, sensiblement plus grand que le disque. Au-delà de ce rayon, la matière n’est plus lumineuse. On sait cependant qu’elle est présente, puisqu’elle

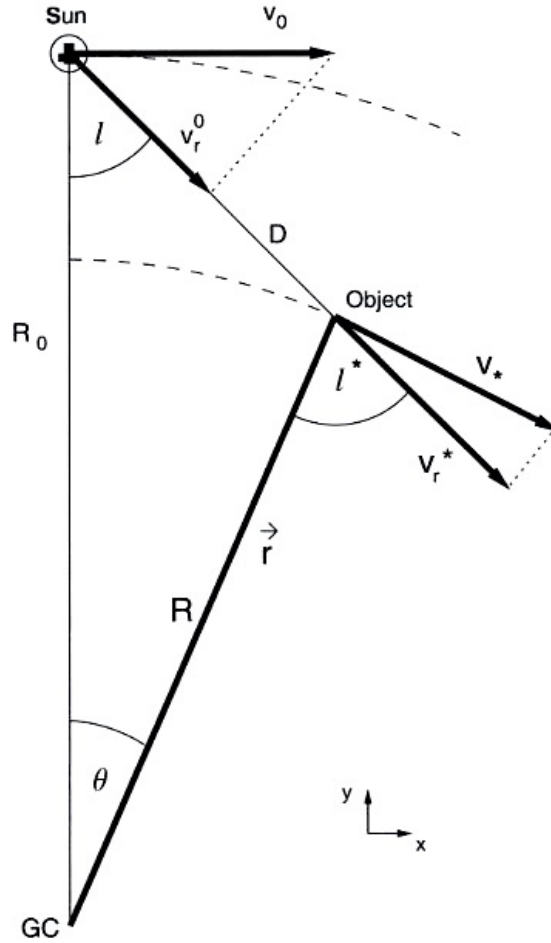


FIGURE 10.5 – Positions et vitesses relatives du Soleil par rapport à un objet (étoile, nuage interstellaire) en rotation dans le plan galactique.

influence gravitationnellement le reste de la Galaxie. Une partie de cette matière rayonne un peu à 21 cm de longueur d'onde et se compose d'hydrogène neutre, HI.

L'essentiel de la masse de la Galaxie, et des galaxies spirales en général se trouve dans le halo. La masse totale de la Galaxie est de $M = 5,8 \times 10^{11} M_{\odot}$. Le halo est donc 10 fois plus massif que le bulbe ou que le disque.

10.5 Dynamique Galactique

Le moyen le plus direct de mesurer la masse de la Galaxie, ou des corps célestes en général est de mesurer les vitesses apparentes des étoiles ou des nuages de gaz dans différentes directions. Ces vitesses peuvent être par la suite reliées à des modèles de masse de la Galaxie donnant le profil de densité en fonction du rayon au centre ou encore le potentiel gravitationnel en fonction du rayon au centre. L'un des grands avantages de cette technique est qu'elle est sensible à toute la masse, lumineuse ou non. La masse lumineuse peut quant à elle s'estimer à partir du comptage d'étoiles, de nébuleuses, d'amas stellaires.

En pratique, les observables sont des **vitesses radiales et tangentielles**, mesurées respectivement par effet Doppler par la mesure du déplacement des objets sur la voûte céleste. Ces mesures

peuvent être faites en différents endroits de la Galaxie, c'est-à-dire à différentes longitudes et latitudes galactiques, (l,b).

Seul le mouvement des astres galactiques par rapport au Soleil est mesurable. Paradoxalement il est plus facile de déterminer **la courbe de rotation** de galaxies autres que la nôtre, puisqu'alors le centre de la galaxie observée peut facilement être isolé. Par ailleurs, les galaxies spirales ne sont pas en rotation rigide. La vitesse angulaire d'un point du disque ne croît donc pas linéairement avec le rayon au centre, ce qui complique les mesures et leur interprétation.

10.5.1 Courbe de rotation de la Galaxie

Le but de cette section est de relier les vitesses radiales et tangentielles observées, aux vitesses circulaires dans le plan de la Galaxie. Plaçons-nous pour cela dans un repère cartésien dont le centre est le centre galactique. Le Soleil se trouve à une distance R_0 de celui-ci et à une distance D d'un objet sur la ligne de visée de l'observateur. La vitesse linéaire de l'objet sur son orbite est V , et celle du Soleil est V_0 . La longitude galactique l de l'astre est par définition l'angle entre les deux lignes de visées reliant le Soleil et le centre galactique et reliant le Soleil et l'objet. La Figure 10.5 résume la situation. L'expression du rayon vecteur $\vec{r}$ en coordonnées cartésiennes est simplement

$$\vec{r} = R \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad v(\vec{r}) = V \begin{pmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \end{pmatrix} \quad (10.8)$$

L'angle θ n'étant pas directement observable, il est préférable d'exprimer la vitesse uniquement en terme de longitude galactique l . On remarque dans la Figure 10.5, que

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} D \sin l \\ R_0 - D \cos l \end{pmatrix}. \quad (10.9)$$

En identifiant avec l'expression de $\vec{r}$ précédemment trouvée, on obtient

$$\sin \theta = (D/R) \sin l \quad (10.10)$$

$$\cos \theta = (R_0/R) - (D/R) \cos l \quad (10.11)$$

$$(10.12)$$

La vitesse relative de l'objet par rapport au Soleil s'écrit finalement

$$\vec{v} - \vec{v}_\odot = \begin{pmatrix} V(R_0/R) - V(D/R) \cos l - V_0 \\ -V(D/R) \sin l \end{pmatrix}, \quad (10.13)$$

ce qui peut encore s'exprimer en des termes de vitesses angulaires,

$$\vec{v} - \vec{v}_\odot = \begin{pmatrix} R_0(\omega - \omega_0) - \omega D \cos l \\ -D \omega \sin l \end{pmatrix}. \quad (10.14)$$

La vitesse relative ci-dessus est exprimée dans un système de coordonnées cartésiennes, (repère (x,y) dans la Figure 10.5). Il faut donc projeter chaque composante sur la ligne de visée (ligne Soleil-Objet), pour obtenir la vitesse radiale v_r et sur un vecteur perpendiculaire à ce dernier, pour obtenir la vitesse tangentielle, v_t . On prend donc le produit scalaire entre les composantes le vecteur vitesse relative et les deux vecteurs unitaires correspondants, pour obtenir

$$v_r = (\vec{v} - \vec{v}_\odot) \cdot \begin{pmatrix} \sin l \\ -\cos l \end{pmatrix} = (\omega - \omega_0) R_0 \sin l \quad (10.15)$$

$$v_t = (\vec{v} - \vec{v}_\odot) \cdot \begin{pmatrix} \cos l \\ \sin l \end{pmatrix} = (\omega - \omega_0) R_0 \cos l - \omega D \quad (10.16)$$

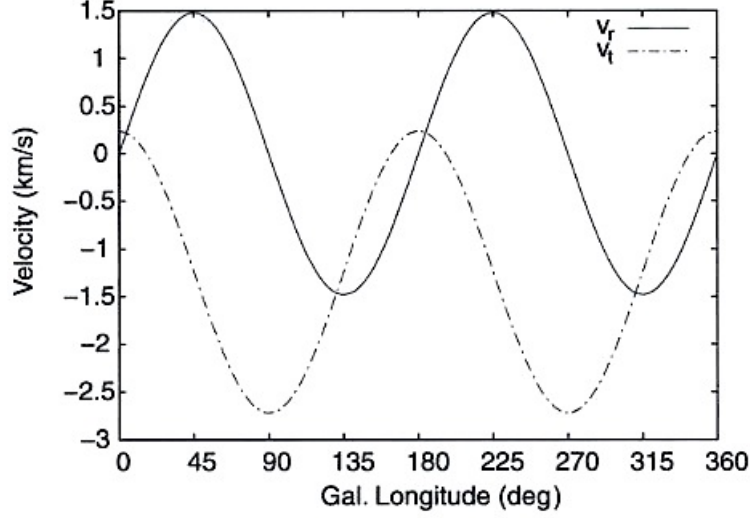


FIGURE 10.6 – Courbe de rotation de la Voie Lactée dans le voisinage du Soleil. Les deux composantes de vitesse sont en très bon accord avec les prédictions de Oort.

10.5.2 Courbe de rotation proche du Soleil : les constantes de Oort

Les mesures de vitesses radiales et tangentielles ne sont possibles qu'à proximité du Soleil, le milieu interstellaire du plan galactique absorbant la lumière des astres lointains. On peut donc simplifier les équations (10.15) et (10.16), en se plaçant dans le cas où $R \simeq R_0$. On a donc aussi $D \ll R_0$ et $|R - R_0| \ll R_0$. Comme de plus $\omega \sim \omega_0$, un développement limité autour de la vitesse angulaire du Soleil, ω_0 , donne

$$\omega - \omega_0 = \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R_0} (R - R_0). \quad (10.17)$$

On a également en dérivant $\omega(R) = V(R)/R$ par rapport à R ,

$$R_0 \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R_0} \simeq \left(\frac{dV}{dR} \right)_{R_0} - \frac{V_0}{R_0} \quad (10.18)$$

Les deux équations (10.17) et (10.18) peuvent être reportées dans les expressions trouvées plus haut pour les vitesses radiale et tangentielle le long de la ligne de visée pour donner finalement

$$v_r = A D \sin 2l \quad (10.19)$$

$$v_t = A D \cos 2l + B D \quad (10.20)$$

où A et B sont les **constantes de Oort**, dont la définition est

$$A = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{dV}{dR} \right)_{R_0} - \frac{V_0}{R_0} \right] \quad (10.21)$$

$$B = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{dV}{dR} \right)_{R_0} + \frac{V_0}{R_0} \right] \quad (10.22)$$

Les vitesses radiales et tangentielles d'un objet quelconque de la Galaxie sont maintenant exprimées uniquement en fonction de paramètres connus, à savoir les coordonnées galactiques de l'objet. On note par ailleurs que

$$A - B = \omega_0 \quad \text{et} \quad A + B = - \left(\frac{dV}{dR} \right)_{R_0} \quad (10.23)$$

La mesure de A et B donne donc la vitesse angulaire de la Terre ainsi que son accélération angulaire. Cette mesure est possible observationnellement par mesure du décalage Doppler du spectre d'étoiles à diverses longitudes galactiques. Les mesures donnent les courbes de la Figure 10.6, en superbe accord avec les expressions des vitesses v_r et v_t obtenues plus haut. Les courbes sont périodiques en l de période π et décalées de $\pi/4$. Un ajustement par moindres carrés des courbes calculées sur les observations donne une estimation des constantes de Oort.

$$A = +14,8 \pm 0,8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \quad (10.24)$$

$$B = -12,4 \pm 0,6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \quad (10.25)$$

On remarque enfin que si la rotation de la Voie Lactée était rigide, c'est-à-dire si la vitesse angulaire ne dépendait pas du rayon R , la constante A serait nulle. Les équations de Oort et leur confirmation observationnelle montrent donc que le disque galactique n'est pas en rotation rigide.

10.5.3 Méthode du point tangent

La plus grande source d'incertitude dans la détermination de la courbe de rotation de la Galaxie provient de l'incapacité à déterminer les distances précises jusqu'aux astres mesurés. Dans les équations qui précèdent, cela revient à déterminer la distance D .

On peut cependant s'affranchir de cette mesure, en ne considérant que les orbites d'étoiles plus proches du centre galactique que le Soleil, c'est-à-dire les objets avec $R < R_0$. La situation est illustrée par le schéma du haut de la Figure 10.7. Dans cette configuration, et en se rappelant que selon la 3^e loi de Kepler la vitesse angulaire diminue avec la distance au centre (au foyer) de l'orbite, il est facile de voir que pour une ligne de visée donnée l'astre avec **la plus grande vitesse radiale** $v_{r,\max}$ est celui qui est sur l'orbite de plus petit rayon, $R_{\min}$. On note aussi d'après la Figure que

$$D = R_0 \cos l, \quad R_{\min} = R_0 \sin l. \quad (10.26)$$

L'équation (10.15) devient

$$v_{r,\max} = V(R_{\min}) - V_0 \sin l \quad (10.27)$$

d'où, en utilisant $\sin l = R/R_0$,

$$V(R_{\min}) = \frac{R_{\min}}{R_0} V_0 + v_{r,\max} \quad (10.28)$$

On a donc maintenant une équation qui relie la vitesse **radiale** maximum mesurée sur la ligne de visée et la distance $R_{\min}$ au centre de la Galaxie. La Figure 10.7 montre de façon schématique la forme du spectre lumineux des objets sur la ligne de visée. Si le spectre associé à chaque objet a une forme environ gaussienne (pour simplifier), l'observateur voit une somme de spectres, décalés en longueur d'onde (par effet Doppler) de la vitesse radiale de chacun. La mesure de la plus grande vitesse, dans ce cas-ci, celle de l'objet #4, permet de reconstruire la courbe de rotation de la Galaxie pour différentes valeurs de la longitude galactique, et donc de $R_{\min}$.

En pratique, la mesure des rayons $R_{\min}$ auxquels sont associés les vitesses radiales observées, sont très difficiles. Tout comme dans le cas de la méthode de Oort, on doit se limiter au voisinage solaire et considérer les objets tels que $R_{\min} \sim R_0$, soit $R_0 - R_{\min} < R_0$. La vitesse linéaire au rayon $R_{\min}$ s'écrit alors selon le développement au premier ordre

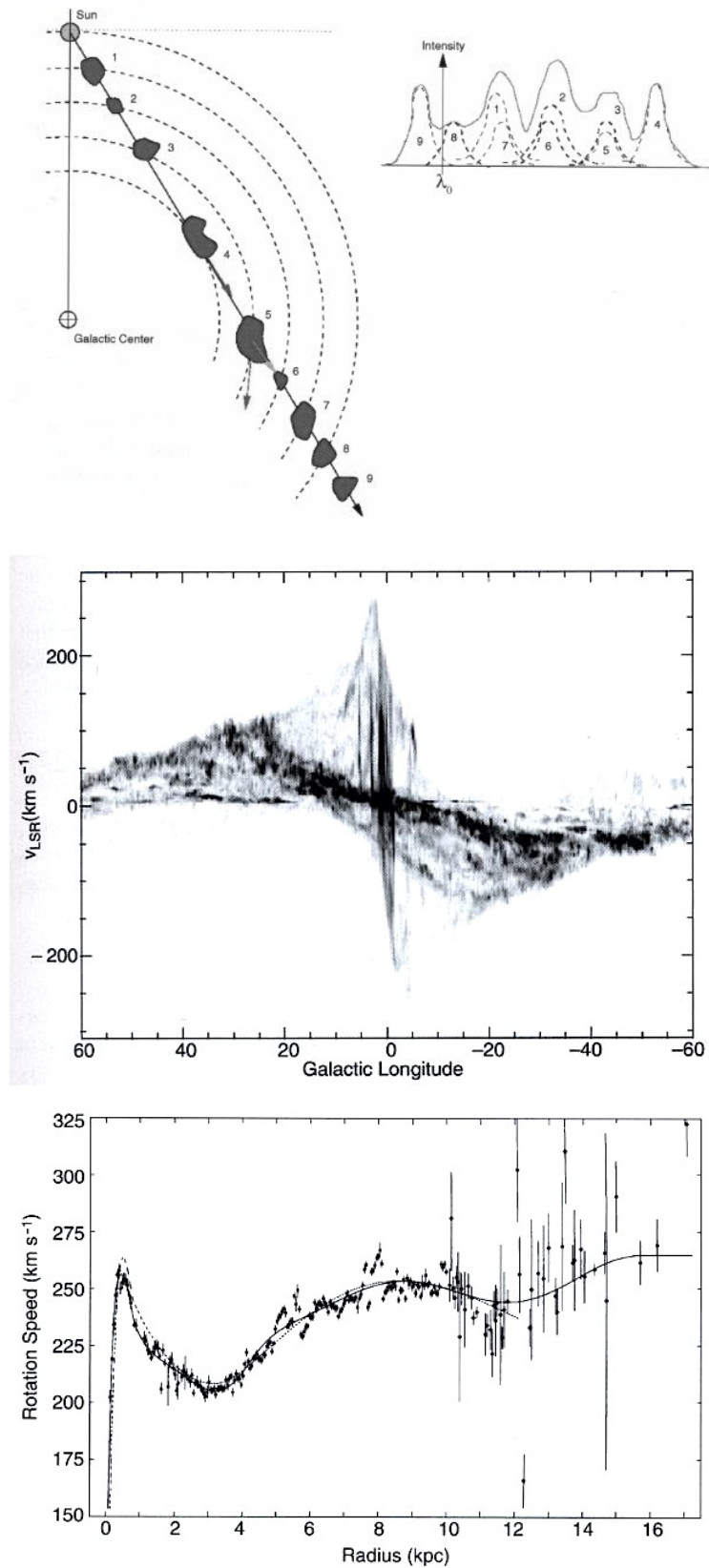


FIGURE 10.7 – **En haut** : illustration de la méthode du point tangent, ainsi que le spectre des divers nuages (ou étoiles) sur la ligne de visée. **Au milieu** : courbe de rotation de la Voie Lactée pour la raie de l’hydrogène à 21 cm. **En bas** : courbe de vitesse “maximale” (voir texte).

$$V(R_{\min}) \simeq V_0 + \left(\frac{dV}{dR} \right)_{R_0} (R_{\min} - R_0) \quad (10.29)$$

$$= V_0 - \left(\frac{dV}{dR} \right)_{R_0} R_0 (1 - \sin l), \quad (10.30)$$

que l'on reporte dans l'expression de la vitesse radiale maximum pour obtenir

$$v_{r,\max} = \left[V_0 - \left(\frac{dV}{dR} \right)_{R_0} R_0 \right] (1 - \sin l). \quad (10.31)$$

Cette dernière expression peut se réécrire en fonction de la constante de Oort A ,

$$\boxed{v_{r,\max} = 2 A R_0 (1 - \sin l)}, \quad (10.32)$$

qui ne fait plus intervenir le rayon $R_{\min}$. Sous cette forme, cette expression permet la mesure de la constante de Oort, A , dès que la distance du Soleil au centre de la Galaxie est connue, en mesurant la vitesse radiale maximale pour une série de longitudes galactiques. Ces mesures sont possibles grâce à des cartes de vitesse comme celle du milieu de la Figure 10.7 : pour chaque longitude galactique on obtient un spectre. Ces spectres sont juxtaposés de façon à obtenir une carte bi-dimensionnelle de vitesse pour toute la Galaxie. On peut aussi ne retenir que la composante de vitesse maximale pour chaque longitude et obtenir une courbe de vitesse radiale, comme dans le bas de la Figure 10.7.

10.6 Compléments vus au cours

Le centre Galactique et son trou noir central, les galaxies satellites de la Voie Lactée : les nuages de Magellan.

Chapitre 11

Les galaxies

Notre Voie Lactée est l'une des centaines de milliards de galaxies qui peuplent l'Univers. L'idée semble avoir été suggérée au 18^e siècle par le philosophe Kant, mais les observations concrètes aboutissant à cette conclusion ne sont que très récentes, avec les travaux de Edwin Hubble au début du 20^e siècle.

La plupart des galaxies sont invisibles à l'oeil nu, mise à part la **galaxie d'Andromède (Messier 31)**, et les deux **nuages de Magellan** qui sont des galaxies satellites de la nôtre. Ces derniers sont par ailleurs visibles uniquement depuis l'hémisphère sud et n'ont donc été découverts que tardivement. Kant proposa néanmoins que, la Voie Lactée ayant des dimensions en apparence finies, peut-être y avait-il aussi d'autres mondes similaires, eux aussi isolés dans le reste de l'univers, la galaxie (alors la "nébuleuse") d'Andromède étant le plus proche exemplaire d'entre eux.

Presque en même temps, les travaux de **Charles Messier** (1730-1817) sur les "objets diffus" permirent de mettre en évidence une centaine (103 exactement) de "taches floues" sur la voûte céleste. Aucune différence n'était alors faite entre nébuleuses et galaxies ni sur les distances nous séparant de ces objets. Seules des considérations de vitesse tangentielle étaient possibles (l'effet Doppler n'étant alors pas mesurable, ni même connu). Messier cherchait en effet des comètes, elles aussi apparaissant sous forme de taches diffuses, mais changeant rapidement de position sur le ciel. Le catalogue d'objets diffus établi par Messier était en fait destiné à ne pas confondre une nouvelle comète avec un objet fixe déjà répertorié.

Une version plus moderne du catalogue de Messier reprend plus de 8000 objets. Sa publication date du début du 20^e siècle, par J.L.E. Dreyer (1852-1926). Ce catalogue, toujours très utilisé de nos jours et connu sous le nom de **New General Catalogue** ne fait pas non plus de distinction entre nébuleuses, amas stellaires faibles (peu lumineux) et galaxies. Il contient les objets parmi les plus brillants du ciel, du fait des moyens observationnels limités de l'époque où il a été publié.

La question de savoir si les "nébuleuses" étaient incluses ou non dans la Voie Lactée restera ouverte jusqu'en 1923, date à laquelle **Edwin Hubble** (1889-1953) put observer, grâce au télescope de 2,54 m du Mont Wilson (Californie), des étoiles **Céphéides** dans la "grande nébuleuse d'Andromède". Ces étoiles pulsantes montrent en effet des variations d'intensité lumineuse de façon périodique. L'existence d'une relation précise entre la période des variations et la **luminosité absolue** de ces étoiles rend en effet possible la mesure de distance : la mesure de la période donne la magnitude absolue, qui, couplée avec la mesure de la magnitude apparente donne la distance, selon l'équation (3.23). Hubble démontra ainsi que la distance à la nébuleuse d'Andromède était de l'ordre de 285 kpc. Bien que la valeur actuellement admise soit de 770 kpc, la distance trouvée par Hubble, plus de 10 fois plus grande que la taille estimée à l'époque pour notre Voie Lactée, était suffisante à montrer que la nébuleuse d'Andromède était située en dehors de la Voie Lactée.



FIGURE 11.1 – **En haut** : la galaxie spirale Messier 101, vue de face, de type Sc (petit bulbe). Cette image avec le HST révèle des étoiles individuelles, dont des Céphéides permettant la mesure de la distance. **En bas** : la galaxie NGC 1365 vue par le VLT, comportant une barre centrale. Son type de Hubble est SBb (spirale barrée avec un bulbe “moyen”). On distingue ainsi les galaxies spirales “normales” des spirales dites “barrées”. La barre joue un rôle important dans la formation et l’évolution de la galaxie, notamment en ce qui concerne l’approvisionnement en “carburant” (gaz, étoiles), du trou noir central. La taille de ces deux galaxies est comparable à celle de notre Voie Lactée.

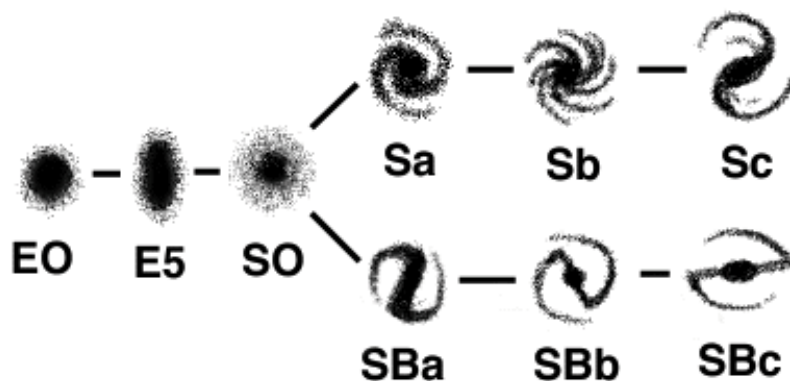


FIGURE 11.2 – Classification morphologique des galaxies selon Hubble. Cette classification est aussi connue sous le nom de “séquence de Hubble”.

11.1 Classification de Hubble

Dès lors que Hubble put démontrer que la Voie Lactée n’était qu’une “île lumineuse” parmi d’autres, ses travaux se concentrèrent sur leur étude et sur la détermination des **distances extragalactiques**. Les observations de Hubble sont aussi importantes que celles de Gallilée ou de Copernic : elles placent la Terre en un endroit quelconque de l’Univers, dans une galaxie comme une autre, et non plus au centre du monde.

On distingue désormais les nébuleuses et les “nébuleuses extragalactiques”, dont Hubble entreprend une classification. Deux grands groupes de galaxies émergent immédiatement : les galaxies **spirales**, et les galaxies **elliptiques**. Les galaxies spirales sont essentiellement comme notre Galaxie, décrite au chapitre précédent, et les galaxies elliptiques peuvent être vues, du moins du point de vue morphologique, comme des amas globulaires géants. La Figure 11.1 montre deux exemples de galaxies spirales, toutes deux vues de face. Les galaxies elliptiques comme la galaxie Messier 87 dans la Figure 1.6 ne montrent pas de détails structurels évidents.

En dépit de son nom la **séquence de Hubble** (Fig. 11.2) ne décrit pas la façon dont évoluent les galaxies. Hubble suggéra que les galaxies évoluaient de gauche à droite dans la séquence qui porte son nom et “naissaient” elliptiques pour devenir des spirales de deux différents types. Hubble parlait donc des “**early type galaxies**” en se référant aux galaxies elliptiques et parlait de “**late type galaxies**”¹ en se référant aux galaxies spirales. Bien que les premières ne soient pas les progénitrices des secondes cette dénomination est encore d’usage aujourd’hui.

Les galaxies elliptiques couvrent une très grande gamme de masses et de luminosités, avec des masses de l’ordre de $10^7 < M < 10^{13} M_{\odot}$ et des magnitudes absolues (luminosités) de $-23 < M_B < -8$. Les galaxies elliptiques de classe E0 sont sphériques, l’indice à côté du “E” donnant l’ellipticité, multipliée par 10. Une galaxie E7 a donc un ellipticité ϵ de 0,7. L’ellipticité est à ne pas confondre avec l’excentricité. L’ellipticité est définie comme $\epsilon = 1 - b/a$, où a et b sont les demi grand-axe et demi petit-axe de la galaxie. Les galaxies elliptiques sont composées d’étoiles vieilles. Contenant peu de gaz et de poussière, leur activité de formation stellaire est faible. Leurs tailles sont très variées. Certaines ne mesurent que 0,1 kpc dans leur plus grande dimension, alors que d’autres mesurent plusieurs centaines de kpc. Les plus grosses galaxies elliptiques se trouvent souvent au milieu d’amas géants de galaxies, comme celui autour de Messier 87, dans la constellation de la Vierge. L’amas de la Vierge, est l’un des plus proches de nous, avec une distance de 18 Mpc.

Les galaxies spirales sont en général moins massives et leurs masses et luminosités couvrent une bien moins grande gamme que les galaxies elliptiques. Les masses mises en jeu sont de l’ordre de

1. On utilise le plus souvent les termes anglais et, très rarement, leur traduction Française pour désigner les types “précoce” et “tardif”



FIGURE 11.3 – **En haut** : la galaxie spirale Sa Messier 104, vue presque par la tranche. On remarque le bulbe dominant la morphologie de la galaxie et la bande de poussière qui absorbe fortement le rayonnement d'arrière-plan. **En bas** : la galaxie irrégulière Messier 82. Les deux images ont été obtenues dans le domaine visible par le télescope spatial Hubble.

de $10^9 < M < 10^{12} M_\odot$, alors que les luminosités sont comprises dans la gamme $-23 < M_B < -16$. La formation stellaire y est intense, et se localise dans le disque, là où se trouvent aussi le gaz et les poussières. On distingue les galaxies spirales “normales” et les galaxies “spirales barrées” qui, comme leur nom l’indique, possèdent une barre. L’origine de cette barre est probablement liée à des interactions gravitationnelles avec des galaxies voisines. Dans chaque classe de spirales, barrées ou non barrées, ce sont les proportions relatives du bulbe par rapport au disque qui définissent la position sur la séquence de Hubble. Une galaxie spirale “Sa” possède un bulbe plus gros qu’une “Sb”, qui elle-même possède un bulbe plus gros qu’une “Sc”. La Figure 11.3 montre l’exemple de galaxie “Sa”, Messier 104, dont le bulbe domine la morphologie globale, contrairement à la galaxie Messier 101, de la Figure 11.1.

Enfin, on trouve aussi des galaxies inclassables morphologiquement. Il s’agit des **galaxies irrégulières**, qui possèdent le plus souvent une barre. Leurs masses sont plutôt faibles $10^8 < M < 10^{10} M_\odot$, ainsi que leur luminosité, $-20 < M_B < -13$. La Figure 11.3 donne un exemple de galaxie irrégulière.

11.2 Distribution de masse dans les galaxies spirales

Les galaxies spirales comportent trois composantes, tout comme la Voie Lactée : un bulbe, un disque et un halo. Alors que les deux premières composantes sont lumineuses, car composées d’étoiles, le halo est essentiellement composé de matière noire. La distribution lumineuse a déjà été décrite au Chapitre 10. Nous nous attachons ici à déterminer la distribution de matière. Ce sont **les courbes de rotation** des galaxies spirales, comme celle obtenue pour la Voie Lactée, qui permettent de mettre en évidence la présence de matière invisible. Si en première approximation on néglige la présence du halo en disant que la majeure partie de la masse de la galaxie se trouve dans le disque, la vitesse $V(r)$ de rotation d’une particule test de masse m à une distance r du centre s’écrit selon la loi de Newton

$$\begin{aligned} \vec{F} &= m\vec{a} \\ \frac{G M(r) m}{r^2} &= \frac{m V(r)^2}{r} \end{aligned} \quad (11.1)$$

où, $M(r)$ est la masse de la galaxie jusqu’au rayon r . On a alors

$$V(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (11.2)$$

Si l’on se place proche du centre de la galaxie, où la masse est dominée par le bulbe (environ sphérique), et si l’on suppose que la densité de masse ρ est constante, on tire

$$\begin{aligned} V(r) &= \sqrt{\frac{4\pi\rho G}{3} r^2} \\ &\propto r \end{aligned} \quad (11.3)$$

Si maintenant on se place assez loin du centre de la galaxie on peut considérer que le masse $M(r)$ ne dépend plus que faiblement du rayon r de telle sorte que $M(r) \sim M$, de telle sorte que

$$\begin{aligned} V(r) &= \sqrt{\frac{GM}{r}}, \\ &\propto r^{-1/2} \end{aligned} \quad (11.4)$$

On voit donc que la vitesse d’un point dans les parties externes du disque doit diminuer en $\sqrt{1/r}$. Cette variation de la vitesse en fonction du rayon au centre est connue sous le nom de **courbe de**

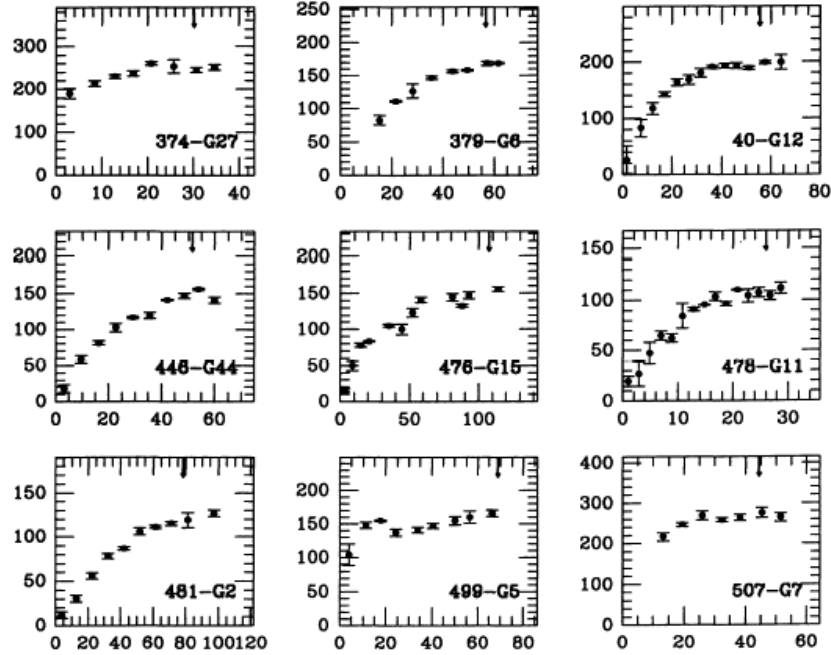


FIGURE 11.4 – Exemples de courbes de rotation pour 9 galaxies spirales. Toutes montrent un plateau et une vitesse maximum entre 100 et 200 km/s, sans décroissance de la vitesse aux grands rayons (Persic et al. 1995, Astrophysical Journal Supplement 99, 501).

rotation Keplerienne. Le comportement attendu de la courbe de rotation d'une galaxie est donc une augmentation linéaire de la vitesse circulaire en fonction du rayon dans les parties centrales, puis une décroissance en $\sqrt{1/r}$.

Or, les courbes de rotation des galaxies spirales ne suivent pas cette loi simple. Notre Voie Lactée montre par exemple une vitesse de rotation maximale à partir de seulement 5-6 kpc (bas de la Figure 10.7), et ce **fait observationnel** est très général. La quasi totalité des courbes de rotation de galaxies spirales est plate. La Figure 11.4 montre des exemples de courbes de rotation pour des galaxies lointaines. **Leur aplatissement est une indication que la masse des galaxies ne se trouve pas entièrement dans les parties visibles que constituent le bulbe et le disque.**

Une estimation de la densité de masse de la galaxie en fonction de la distance au centre peut être donnée à partir de l'équation (11.1), en exprimant la masse de la galaxie comme

$$M(r) = \frac{V^2 r}{G}, \quad (11.5)$$

où la vitesse $V(r) = V$ est constante et correspond à la valeur maximale du plateau observé. La vitesse circulaire considérée ici est la vitesse d'une particule test dans une distribution sphérique de matière, où des particules (étoiles) peuvent se distribuer sur des orbites dont les inclinaisons sont aléatoires. La valeur de la vitesse circulaire est indépendante de l'inclinaison de l'orbite. Pour cette raison, elle est valable que la distribution de masse $M(r)$ soit sphérique ou non. En différenciant on obtient,

$$\frac{dM(r)}{dr} = \frac{V^2}{G}. \quad (11.6)$$

En utilisant l'équation décrivant la conservation de la masse (comme dans le cas des atmosphères planétaires et stellaires), c'est-à-dire

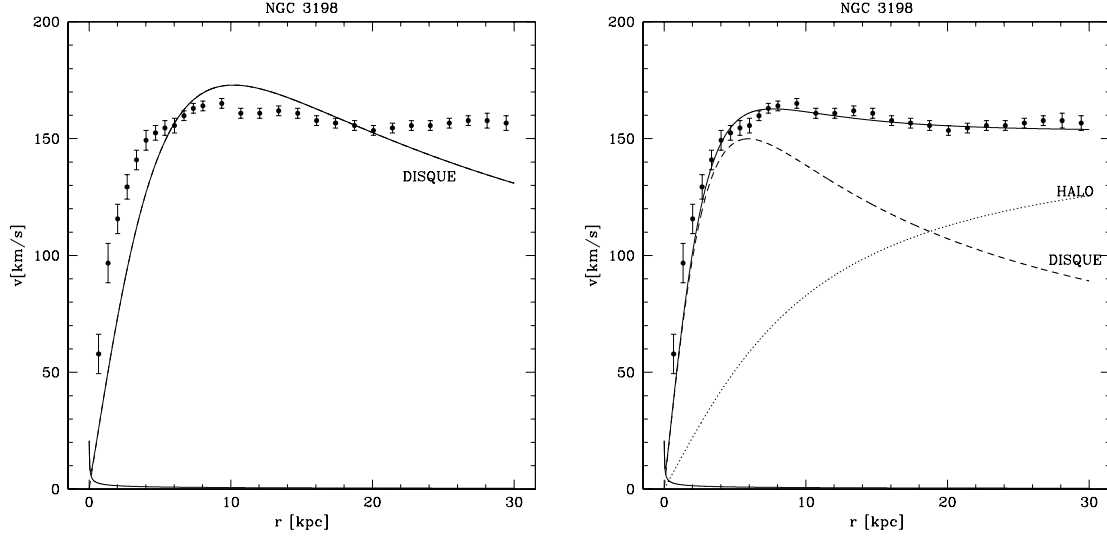


FIGURE 11.5 – **A gauche** : les points et les barres d'erreurs sont les mesures de vitesses pour la galaxie spirale NGC 3198, tels qu'obtenus en mesurant le décalage Doppler de la raie de l'hydrogène à 21 cm. La courbe continue montre la meilleure prédiction possible de la courbe de rotation en ne considérant que la masse d'un disque. L'ajustement, même s'il est le meilleur possible, indique qu'un disque simple n'est pas suffisant pour expliquer les données. **A droite** : ajustement du modèle complet avec un disque, un bulbe (presque négligeable ici) et un halo. L'ajustement, considérant la somme des trois composantes, est presque parfait.

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r), \quad (11.7)$$

on tire

$$\rho(r) = \frac{V^2}{4\pi G r^2} \quad (11.8)$$

La densité de masse **totale (lumineuse et sombre)** dans les parties externes des galaxies spirales devrait donc décroître en $1/r^2$. Or, si l'on mesure la densité de masse lumineuse dans les galaxies spirales, par exemple par un simple comptage des étoiles, on observe une décroissance en $1/r^{3,5}$, bien plus rapide. Si la matière dans les parties externes des galaxies est distribuée de façon sphérique, **il doit donc exister une composante additionnelle de masse, non visible.**

11.2.1 Preuve de l'existence d'un halo de matière noire

L'existence d'un halo de matière sombre autour des galaxies spirales peut être démontrée par un modèle complet des courbes de rotation où l'accélération centripète au rayon r , ressentie par une masse test m , est compensée par les forces de gravité du disque, du halo, et d'une masse ponctuelle centrale qui représente le bulbe, de façon très simplifiée. L'équilibre entre l'accélération centripète et la force de gravité s'écrit

$$m \frac{V(r)^2}{r} = \|\vec{F}_{\text{disque}} + \vec{F}_{\text{halo}} + \vec{F}_{\text{bulbe}}\|, \quad (11.9)$$

et les forces individuelles peuvent s'exprimer comme

$$F_{\text{bulbe}} = \frac{G M_{\text{bulbe}} m}{r} \quad (11.10)$$

$$F_{\text{disque}} = \frac{G M_{\text{disque}} m r}{(r^2 + a^2)^{3/2}}, \quad (11.11)$$

où M_{disque} est la masse **totale** du disque et où a est une échelle de longueur. La force due au halo est quant à elle :

$$F_{\text{halo}} = 4\pi G m \rho_0 r_0 \left[\frac{r_0}{r} - \frac{r_0^2}{r^2} \arctan \left(\frac{r}{r_0} \right) \right]. \quad (11.12)$$

où ρ_0 est la densité centrale du halo, et r_0 est son échelle de longueur. La forme analytique de ce halo peut sembler complexe, mais elle est le résultat de l'ajustement de profils de densités de masse sur les galaxies obtenues par des simulations numériques “à N-corps”, c’est-à-dire simulant l’interaction gravitationnelle de milliards d’étoiles simultanément (plus le gaz et les poussières) que l’on laisse évoluer (dans l’ordinateur) librement au cours du temps. Ce type de profil semble à l’heure actuelle le plus adapté à représenter des halos de galaxies.

Les trois forces considérées sont centrales et dérivent d’un potentiel, qui lui-même est relié au profil de densité $\rho(r)$ de chacune des trois composantes de la galaxie. La force exercée par la gravité en un point de la galaxie, est donc clairement reliée à la densité de masse en ce point et à la vitesse circulaire, cette dernière étant l’observable que l’on mesure directement par décalage Doppler des raies spectrales dans les galaxies.

Le modèle ci-dessus peut être ajusté sur des données observationnelles en faisant varier les divers paramètres. La Figure 11.5 montre la courbe de rotation mesurée pour la galaxie spirale NGC 3198 et compare un modèle où seul le disque est pris en compte, à un modèle complet avec un bulbe, un disque et un halo. Il est clairement impossible de reproduire les observations sans tenir compte du halo. Les proportions exactes des différentes composantes du modèle sont difficiles à estimer car plusieurs décompositions différentes rendent compte des données. **Cependant, un résultat robuste est que non seulement la masse totale du halo n’est pas négligeable, mais qu’elle domine la masse totale de la galaxie. Ce résultat reste vrai pour les galaxies spirales en général.** Par ailleurs, le bulbe est le plus souvent la composante la moins massive, bien que sa masse varie beaucoup d’une galaxie à l’autre selon le type morphologique considéré.

11.2.2 La relation de Tully-Fisher

Il paraît logique de se demander s’il existe une relation entre la luminosité d’une galaxie et sa masse, puisque plus une galaxie contient d’étoiles, plus elle contient de masse, au moins sous forme lumineuse. La courbe de rotation complète de galaxies lointaines, depuis leur centre jusque dans les parties externes, est très difficile à obtenir, du fait de leur petite taille sur le plan du ciel. Il est cependant relativement facile de mesurer leur vitesse angulaire maximale même sans “résoudre” la galaxie sur des images. En effet, les raies en émission, par exemple dues aux étoiles ou aux zones de gaz ionisé, apparaissent doubles puisqu’une partie de la galaxie vient vers nous, et l’autre part en sens inverse. Les raies spectrales des galaxies spirales, si la résolution spectrale est suffisante, nous apparaissent donc double, par décalage Doppler. La mesure de l’écart en longueur d’onde entre les deux composantes de la raie observée donne donc 2 fois la vitesse maximum (celle du plateau) de la galaxie, au sinus de l’inclinaison près de la galaxie sur le plan du ciel.

Il existe effectivement une relation empirique entre la vitesse maximum de rotation et la magnitude absolue des galaxies spirales pour les trois différents types de spirales :

$$M_B = -9,95 \log V_{\text{max}} + 3,15 \quad (\text{Sa}) \quad (11.13)$$

$$M_B = -10,2 \log V_{\text{max}} + 2,71 \quad (\text{Sb}) \quad (11.14)$$

$$M_B = -11,0 \log V_{\text{max}} + 3,31 \quad (\text{Sc}) \quad (11.15)$$

où la vitesse V_{max} se mesure en km/s et où la magnitude est dans le filtre B “au repos”, c’est-à-dire après qu’ait été corrigé le décalage vers le rouge de la galaxie considérée.

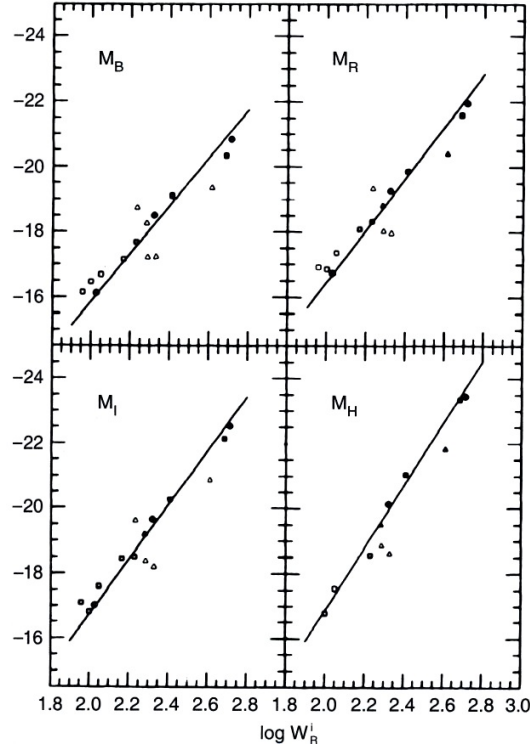


FIGURE 11.6 – Exemples de relations de Tully-Fisher pour les galaxies spirales, dans différents filtres. Le logarithme de la vitesse maximale $V_{\max}$ est portée sur l’axe des “x”, et la magnitude absolue est portée en “y”. Les galaxies brillantes sont vers le haut des diagrammes. Les galaxies massives sont vers la droite des diagrammes.

Les relations empiriques de Brent Tully et Richard Fisher (Fig. 11.6) sont des droites si l’on se place dans un plan $\log(L)$ (c’est-à-dire une magnitude) vs. $\log(V)$. Elles permettent d’estimer la masse d’une galaxie en ne connaissant que sa magnitude absolue. Elles ont été obtenues grâce à la mesure du dédoublement de la raie de l’hydrogène neutre à 21 cm par effet Doppler.

Bien que ces relations soient empiriques, elles peuvent se comprendre comme suit, à partir de l’équation (11.5) en se plaçant à un rayon R loin du centre de la galaxie. On a alors

$$M = \frac{V_{\max}^2 R}{G}. \quad (11.16)$$

La relation de Tully-Fisher est une loi empirique valable **statistiquement** pour toutes les galaxies spirales. Il est donc normal d’adopter des suppositions également applicables statistiquement à toutes les galaxies pour expliquer cette relation. Ainsi, si l’on suppose que toutes les galaxies spirales ont le même **rapport masse-sur-luminosité**² $K_1 = M/L$ on peut écrire

$$L = K_1 \frac{V_{\max}^2 R}{G}. \quad (11.17)$$

Une deuxième supposition statistiquement applicable à toutes les galaxies spirales est qu’elles ont la même brillance de surface (ceci est d’ailleurs un fait observationnel). On a donc, si une galaxie a une luminosité L et un rayon R (où est mesuré $V_{\max}$) :

2. Ce rapport s’exprime le plus souvent dans le filtre B et en unités solaires. Le soleil a donc un rapport masse-sur-luminosité de $M_{\odot}/L_{\odot} = 1$

$$\frac{L}{4\pi R^2} = K_2, \quad \text{ou encore} \quad \frac{L}{R^2} = K_2, \quad (11.18)$$

où K_2 est une constante. En combinant avec l'équation donnant la masse, on arrive à

$$L = \frac{K_1^2}{K_2} \frac{V_{\max}^4}{G^2} = K_3 \times V_{\max}^4. \quad (11.19)$$

où la constante K_3 incorpore les constantes K_1 et K_2 . Comme on a aussi la relation entre la magnitude absolue M_{obj} d'un objet et celle du Soleil :

$$M_{\text{obj}} - M_{\odot} = -2,5 \log(L/L_{\odot}) \quad (11.20)$$

on tire

$$M_{\text{obj}} = M_{\odot} - 2,5 \log(V_{\max}^4) - 2,5 \log(K_3) + 2,5 \log(L_{\odot}) \quad (11.21)$$

où les deux derniers termes peuvent être regroupés en une constante K_4 pour donner

$$M_{\text{obj}} = -10 \log(V_{\max}) + K_4 \quad (11.22)$$

qui est bien la relation de Tully-Fisher, à une constante près.

11.3 Les galaxies elliptiques

11.3.1 Description générale

Les galaxies elliptiques peuvent être considérées en première approximation comme de gros amas d'étoiles vieilles où les orbites des étoiles sont réparties de façon aléatoire. Une galaxie elliptique est donc en assez bonne approximation un gaz d'étoiles. Le profil de brillance de surface de ces galaxies est le même que celui des bulbes de galaxies spirales, dont le comportement dynamique (mouvement des étoiles) est similaire à celui d'une galaxie elliptique.

Le profil de brillance de surface des galaxies elliptiques en fonction du rayon r au centre, est une "loi de de Vaucouleurs" en $1/r^4$, tout comme les bulbes des spirales.

Le profil de brillance de surface des galaxies spirales, dominée par la luminosité de son disque, est une exponentielle.

On utilise souvent ce critère morphologique pour classer les galaxies lointaines, petites sur le plan du ciel, et dont on ne voit que la forme globale (par exemple bras spiraux ou régions HII indétectables car trop faibles).

Si les galaxies elliptiques se comportent comme un gaz d'étoiles, on peut se demander si les collisions entre étoiles sont fréquentes et si elles jouent un rôle important dans l'évolution des galaxies. Dans un gaz, des collisions nombreuses impliquent une augmentation de température (ou de volume). On peut donc penser qu'une galaxie elliptique verrait sa forme altérée si des chocs nombreux y avaient lieu.

La plus grande dimension d'une galaxie elliptique typique est de l'ordre de 30 kpc et un ordre de grandeur de la vitesse de ses étoiles est $V \sim 500$ km/s. Le temps mis par une étoile pour traverser une telle galaxie est donc simplement

$$t_{\text{trav}} = \frac{30 \text{ kpc}}{500 \text{ km/s}} \sim 6 \times 10^7 \text{ ans} \quad (11.23)$$

Par ailleurs, dans une sphère de rayon R contenant N particules, le temps nécessaire pour que, suite à divers chocs, une particule tourne de 90 degrés, et donc ne traverse plus la sphère en t_{trav} est

$$t_{\text{relax}} = \frac{R}{V} \times \frac{N}{\ln N} = t_{\text{trav}} \times \frac{N}{\ln N} \quad (11.24)$$

qui est le **temps de relaxation du système**. Appliqué à une galaxie elliptique contenant $N \sim 10^{12}$ étoiles on trouve

$$t_{\text{relax}} = t_{\text{trav}} \times 3,6 \times 10^{10} \quad (11.25)$$

ou encore $t_{\text{relax}} \sim 1,8 \times 10^{18}$ ans, ce qui est 5 ordres de grandeurs plus grands que l'âge de l'Univers. Les chocs entre étoiles dans les galaxies elliptiques sont donc complètement négligeables, puisqu'il faut plus de temps que l'âge de l'Univers pour qu'ils aient lieu. Les bulbes de galaxies spirales sont similaires aux galaxies elliptiques et ont donc un comportement dynamique du même type.

11.3.2 Estimation de la masse du Viriel

Les chocs étant négligeables dans une galaxie elliptique, on peut lui appliquer le théorème du Viriel. Si V_i est la **vitesse linéaire** d'une étoile donnée et si la galaxie de masse totale M est approximée par une sphère contenant N étoiles on a

$$-2E_{\text{cin}} = E_{\text{pot}}, \quad (11.26)$$

$$-2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i V_i^2 = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (11.27)$$

Simplifiant encore en supposant que toutes les étoiles ont la même masse m , c'est-à-dire que $M = Nm$,

$$\sum_{i=1}^N m_i V_i^2 = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (11.28)$$

Or, on ne peut mesurer par effet Doppler que la composante radiale, v_r , de la vitesse. En coordonnées sphériques, la vitesse linéaire V s'écrit

$$V^2 = v_r^2 + v_\theta^2 + v_\phi^2, \quad (11.29)$$

dont la moyenne dans le temps est

$$\langle V^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i^2 \quad (11.30)$$

Comme par ailleurs les mouvements dans la galaxie sont isotropes, on a aussi

$$\langle V^2 \rangle = 3 \langle v_r^2 \rangle \quad (11.31)$$

et donc

$$\sum_{i=1}^N V_i^2 = 3 N \langle v_r^2 \rangle. \quad (11.32)$$

En reportant dans (11.28),

$$3mN \langle v_r^2 \rangle = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}, \quad (11.33)$$

et finalement,

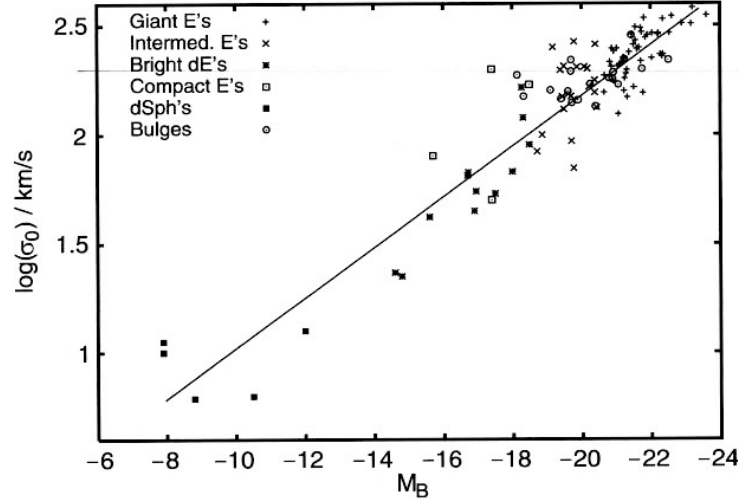


FIGURE 11.7 – Relation de Faber-Jackson pour les galaxies elliptiques, dont plusieurs sous-classes sont représentées ici. La dispersion des vitesses σ_0 se réfère à la dispersion des vitesses radiales, σ_r , mesurée dans le centre de la galaxie.

$$\langle v_r^2 \rangle = \frac{GM}{5R}. \quad (11.34)$$

La quantité $\langle v_r^2 \rangle$ est aussi le carré de la dispersion des vitesses radiales σ_r^2 , qui s'obtient en spectroscopie par mesure de l'élargissement Doppler des raies dans le spectre des galaxies. La mesure de la dispersion des vitesses dans une région d'une galaxie elliptique donne donc une estimation de sa masse. Le même raisonnement peut être appliqué à toutes les distributions sphériques de masse où les collisions sont négligeables, comme les amas globulaires, ouverts, les bulbes de galaxies.

11.3.3 La relation de Faber-Jackson

Tout comme pour les galaxies spirales avaient une corrélation entre un indicateur de masse ($V_{\max}$) et la magnitude absolue, les galaxies elliptiques possèdent également une telle corrélation. Cette relation est connue sous le nom de **relation Faber-Jackson**, du nom des deux astronomes qui l'ont mesurée pour la première fois. Cette relation est, comme la relation de Tully-Fisher, une relation empirique. Elle relie la magnitude absolue (ou la luminosité) des galaxies elliptiques à leur dispersion de vitesse radiale σ_r^2 .

$$\log \sigma_r = -0,1M_B + K \quad (11.35)$$

où M_B est la magnitude absolue dans le filtre B et où K est une constante qui peut être déterminée empiriquement. Dans des unités plus faciles à utiliser la relation s'écrit :

$$\sigma_r = 220 \times \left(\frac{L}{L_\star} \right)^{0.25}, \quad (11.36)$$

où $L_\star = 10^{10} L_\odot$ est la luminosité d'une galaxie "représentative" en unité de luminosité solaire. Le paramètre $L_\star$ détermine la **fonction de luminosité de Schechter** (cf. ci-dessous).

De manière analogue à la relation de Tully-Fisher, la relation de Faber-Jackson permet d'estimer la masse d'une galaxie juste en mesurant sa magnitude absolue, à travers la dispersion des vitesses σ_r .

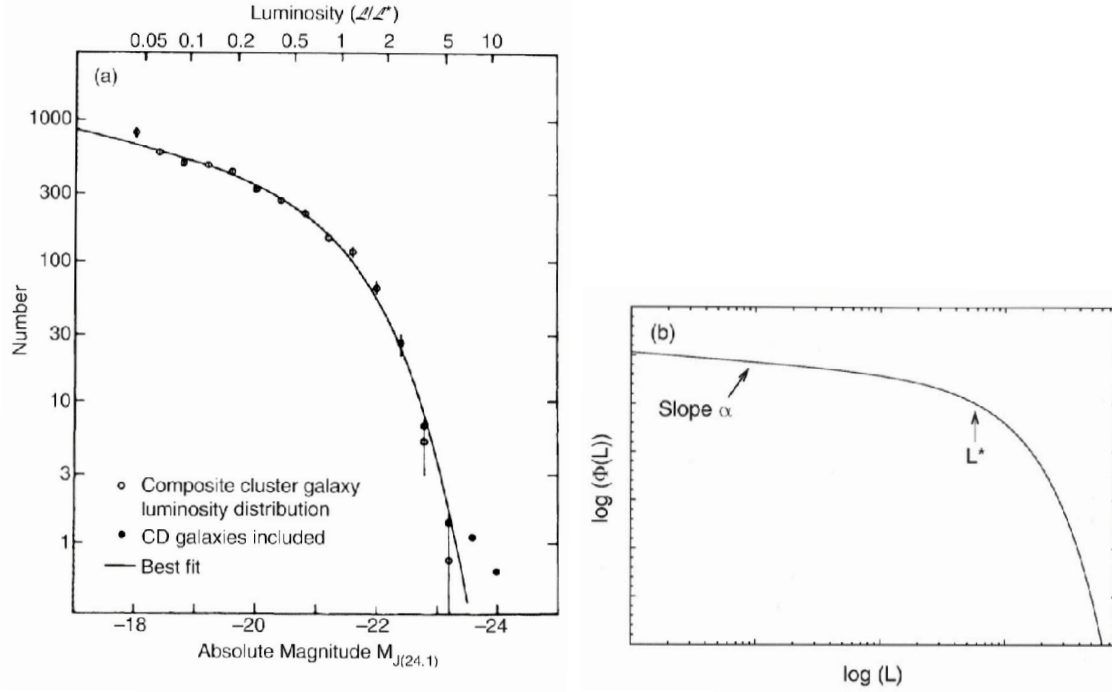


FIGURE 11.8 – **A gauche** : exemple de fonction de luminosité de Schechter. Tous les types de galaxies sont inclus dans ce graphe. Il est possible de mesurer la fonction de Schechter en fonction des différents types morphologiques de galaxies et/ou pour différents filtres. **A droite** : illustration graphique de la pente α de la fonction de luminosité, et de sa luminosité caractéristique, L_* . La luminosité croît de gauche à droite dans ce graphique.

11.4 Fonction de luminosité de Schechter

La distribution des galaxies en magnitude est appelée la **fonction de luminosité** des galaxies. On parle aussi parfois de la fonction de luminosité des étoiles, ou des amas stellaires, ou de toute distribution en magnitude d'un type d'objet donné. La meilleure approximation analytique de cette distribution est la **fonction de luminosité de Schechter** qui s'exprime sous la forme

$$\Phi(L) = \left(\frac{K}{L_*}\right) \left(\frac{L}{L_*}\right)^\alpha \exp(-L/L_*). \quad (11.37)$$

La constante K est juste une constante de normalisation. L'exposant *alpha* donne la pente de la fonction aux basses luminosités (magnitudes absolues grandes) et le paramètre L_* est un peu l'équivalent de l'échelle caractéristique dans les fonctions exponentielles (profondeur optique, temps de vie radioactif, etc...). Il s'agit de la luminosité "typique" d'une galaxie. Cette luminosité est très utile lorsque l'on s'intéresse à comparer des échantillons de galaxies pour définir une galaxie "normale", c'est-à-dire représentative de l'échantillon entier, et donc avec une luminosité représentative de cet échantillon. La Figure 11.8 donne un exemple de fonction de luminosité de Schechter pour des galaxies elliptiques et une description schématique des paramètres α et L_* .

11.5 Spectroscopie et populations stellaires

La spectroscopie des galaxies fournit une foule d'informations sur leur dynamique (position et largeur des raies d'émission ou d'absorption) et donc aussi sur leur masse, puisque la vitesse de rotation

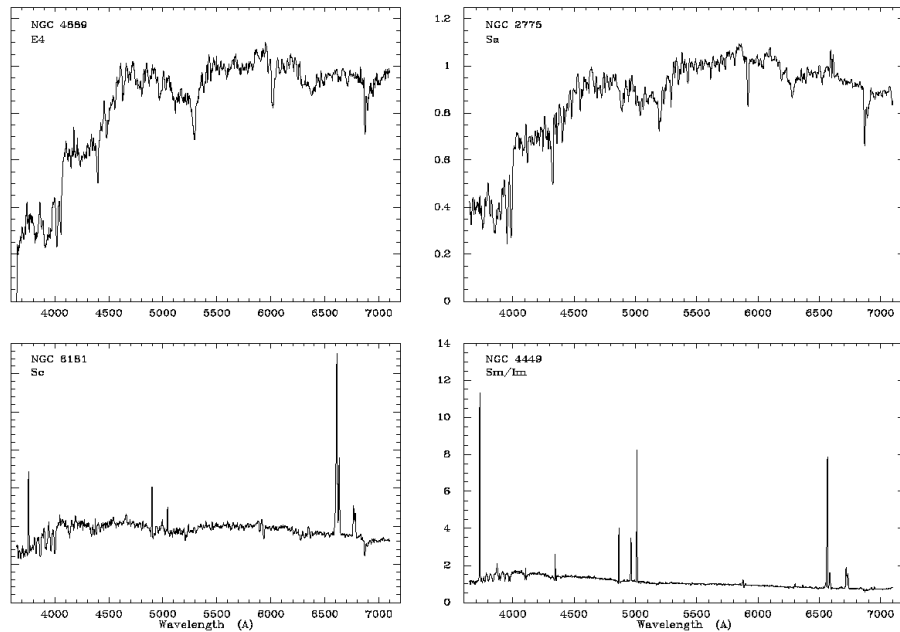


FIGURE 11.9 – Exemples de spectres de galaxies, obtenus dans le domaine visible. Les deux galaxies du haut ont un spectre typique d’une population stellaire vieille, sans raies d’émission. Dans les spectres de galaxies spirales du bas de la figure, les fortes raies d’émission, dont les plus fortes sont dues à l’hydrogène, indiquent une intense activité de formation stellaire.

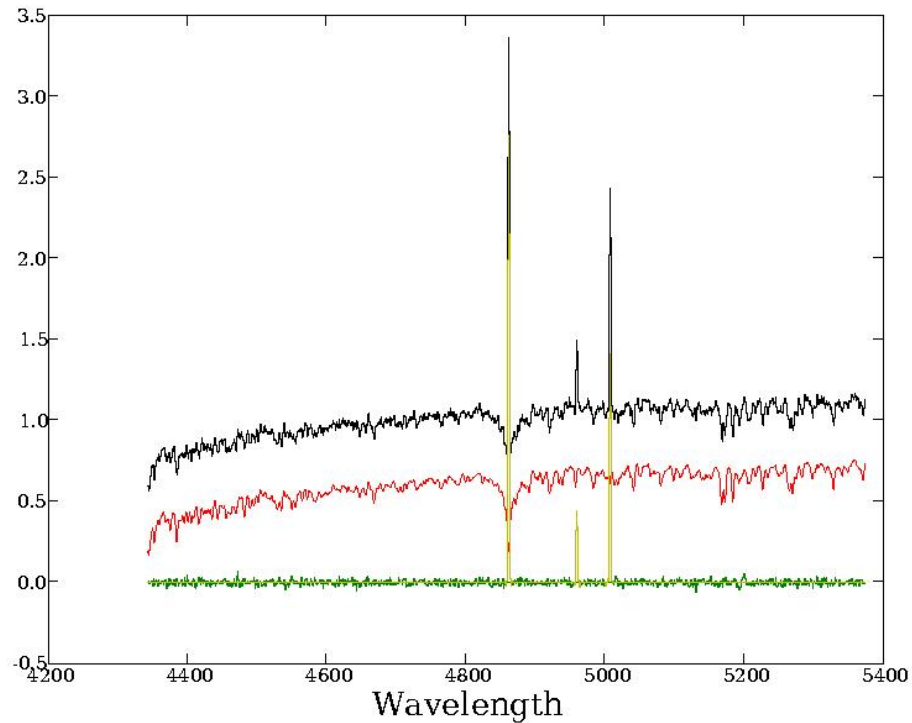


FIGURE 11.10 – Un spectre de galaxie est montré en noir, les raies d’émissions provenant de régions HII ionisées par la formation d’étoiles. Le spectre en rouge est une combinaison linéaire de spectres stellaires et le spectre jaune montre la différence entre les deux, c’est-à-dire juste les raies d’émission. Le spectre en vert, plat, est la différence entre le spectre noir et la somme des spectres rouge et jaune.

des galaxies spirales et la dispersion des vitesses des galaxies elliptiques sont liées à la masse de ces galaxies.

La spectroscopie permet aussi de tirer des informations sur les contenus stellaires et gazeux des galaxies ainsi que sur l'état du gaz (ionisé ou pas, chaud ou pas) qu'elles contiennent. La Figure 11.9 donne quelques exemples de spectres de galaxies elliptiques et spirales.

Le haut de la Figure 11.9 compare le spectre d'une galaxie elliptique à celui d'une spirale Sa. Selon la classification de Hubble, le bulbe de la spirale Sa domine sa morphologie. Il est donc normal que son spectre soit aussi similaire à celui d'une galaxie elliptique. Ce sont les étoiles vieilles, peu massives, et relativement froides qui dominent le spectre total. Ce dernier est "continu", similaire à celui d'un corps noir, mais avec des séries d'absorptions un peu comme dans les étoiles. On note aussi que le spectre est plus intense dans le rouge que dans le bleu puisque les étoiles qui peuplent ces galaxies sont plutôt froides, et donc rouge selon la position de ces étoiles dans le diagramme HR. La cassure vers 4000 Å correspond à la série de Balmer des raies de l'hydrogène, déjà vue dans les spectres stellaires.

Le bas de la Figure 11.9 montre deux spectres de galaxies spirales, cette fois-ci avec une forte activité de formation stellaire. La pente du spectre continu est bleue plutôt que rouge et les raies d'émission viennent pour la plupart des zones de formation d'étoiles dans la galaxie.

La Figure 11.10 illustre comment il est possible de décomposer spectralement les spectres de galaxies. La décomposition effectuée ici est très simple, puisqu'un spectre stellaire (en rouge) est ajusté aux observations (en noir) et en est soustrait. Le résultat est le spectre de raies d'émission de la galaxie, en jaune sur la Figure. Ce type de technique, implémentée non pas avec juste deux spectres de référence mais avec des bibliothèques de spectres stellaires couvrant une vaste gamme de températures et masses stellaires, permet d'étudier en détail le contenu des galaxies en étoiles et de séparer les contributions de l'émission par le gaz et par les étoiles.

Chapitre 12

La matière noire dans l'Univers

A moins d'invoquer une modification significative de la théorie de la gravitation, les preuves de l'existence de **matière non visible et donc dite "sombre" ou "noire"** ne cessent de s'accumuler. L'origine et la nature de la matière noire restent cependant inconnues, même si une partie de celle-ci semble être constituée de matière "normale", c'est-à-dire **baryonique**. Ce chapitre expose quelques-unes des preuves les plus fortes de l'existence de la matière noire dans le cadre de la théorie standard de la gravitation.

12.1 Contenu de l'Univers

Jusqu'en 1999, on pensait que l'Univers était constitué de matière, soit lumineuse, soit sombre, dont on ne connaissait que 4% grâce aux observations astronomiques. Les 96% restant étant invisibles on leur attribua le nom de **matière noire**. Cette matière noire étant sensible à la force de gravitation, l'idée communément admise était que l'expansion de l'Univers avait lieu de façon constante, ou même ralentie, sous l'effet du champ de gravitation.

Or, en 1999, des observations de supernovae lointaines montrèrent, à la grande surprise des astrophysiciens, que cette expansion était accélérée. Une force d'origine inconnue et communément appelée **énergie sombre (ou noire)** compense la gravité et explique l'accélération observée. Au lieu d'avoir 96% de matière noire et 4% de matière baryonique, le contenu de l'Univers devenait donc 75% d'énergie sombre, répulsive, et 25% de matière, dont 21% sont sombres (Fig. 12.1). L'origine de l'énergie sombre est tout aussi inconnue que celle de la matière sombre.

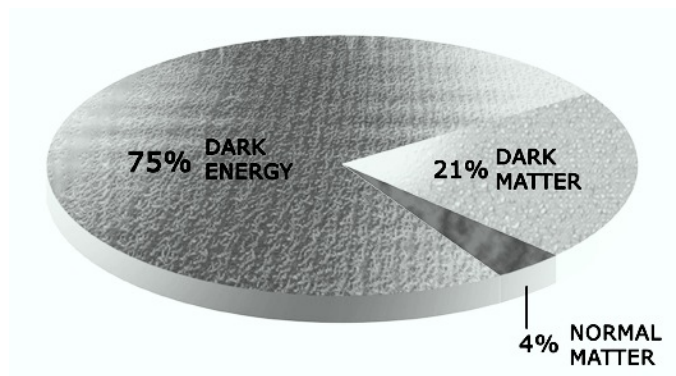


FIGURE 12.1 – Proportion de matière "normale" (baryonique) dont nous sommes constitués, de matière noire tendant à la contraction de l'Univers à travers la force de gravitation, et d'énergie noire tendant à l'expansion de l'Univers.

Si l'origine de la matière sombre est inconnue, il est en revanche possible de la détecter de manière indirecte dans des systèmes gravitationnellement liés. Parmi ces méthodes, les deux principales sont l'étude de la dynamique des galaxies et des amas de galaxies et l'utilisation du phénomène de lentille gravitationnelle.

12.2 Matière noire dans les galaxies elliptiques

Les courbes de rotation “plates” des galaxies spirales sont la première indication de l'existence de matière noire, répartie sous forme d'un halo sphérique qui s'étend au-delà du disque.

Le comportement dynamique des galaxies elliptiques est différent, les étoiles ayant des orbites aléatoires, mais indique tout autant la présence d'énormes quantités de matière noire. La masse d'une galaxie elliptique peut s'estimer grâce au théorème du viriel, en mesurant de la **dispersion des vitesses**, σ (km/s) des étoiles dans la galaxie. Cette dispersion des vitesses est directement liée à la masse de la galaxie, selon l'équation (11.34).

La mesure se fait en considérant l'élargissement Doppler de raies bien marquées dans le spectre de la galaxie. Pour la galaxie elliptique géante Messier 87, on mesure $\sigma = 350 \text{ km s}^{-1}$, ce qui correspond à une masse totale (matière sombre et lumineuse) de $M = 3 \times 10^{13} M_{\odot}$ dans un rayon de 150 kpc (M 87 est environ 7 fois plus grande que la Voie Lactée).

M 87 étant une galaxie elliptique, son profil lumineux est très bien approximé par une loi de de Vaucouleurs. En ajustant un tel profil sur des images optiques de M 87, on trouve que sa luminosité est de $L = 4 \times 10^{10} L_{\odot}$. Le rapport masse sur luminosité de cette galaxie est donc $M/L \sim 750$, ce qui est 250 fois plus que dans notre Voie Lactée. La masse dans M 87 est largement dominée par de la matière invisible.

12.3 Matière noire dans les amas de galaxies

Bien que les espaces séparant les galaxies soient énormes (des Mpc) celles-ci sont rarement complètement isolées. La plupart des galaxies sont en fait dans des groupes, qui peuvent contenir de quelques membres à quelques centaines de membres.

12.3.1 Qu'est-ce qu'un amas de galaxies ?

Les amas de galaxies sont les structures les plus massives de l'Univers, pouvant atteindre $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$. Tout comme les galaxies, ils sont constitués essentiellement de matière sombre, se distribuant dans un halo sphérique beaucoup plus étendu que la partie lumineuse.

Dans le domaine des longueurs d'ondes optiques ce sont cependant les étoiles qui dominent le rayonnement total. Un amas se compose le plus souvent d'une grosse galaxie **elliptique centrale**, autour de laquelle s'organisent les autres galaxies, dont la majorité sont des elliptiques. Messier 87 est la galaxie centrale de l'amas de galaxie le plus proche de nous : “l'amas de la Vierge”.

La Figure 12.2 donne un exemple d'amas de galaxies, observé par le HST. Sur cette image en vraies couleurs, les galaxies (elliptiques) membres de l'amas apparaissent toutes en vert. Cela est dû au fait que la formation stellaire est faible dans ce type de galaxies. Leurs populations stellaires sont donc dominées par des étoiles vieilles, ayant à peu près toutes le même type spectral. Le spectre des galaxies membres de l'amas sont donc très similaires et la couleur apparente des galaxies dépend donc surtout de leur décalage vers le rouge, imposé par l'expansion de l'Univers. Il est donc normal que toutes les galaxies d'un même amas, toutes situées à la même distance de nous, aient aussi toutes la même couleur.

Hormis les galaxies, les amas contiennent une quantité importante de gaz ionisé chaud qui rayonne dans le domaine des rayons X.



FIGURE 12.2 – L'amas de galaxies Abell 2218, vue par le HST dans le domaine optique. Une galaxie elliptique domine l'émission optique. Les structures en forme d'arcs sont des galaxies d'arrière-plan subissant un effet de lentille gravitationnelle.

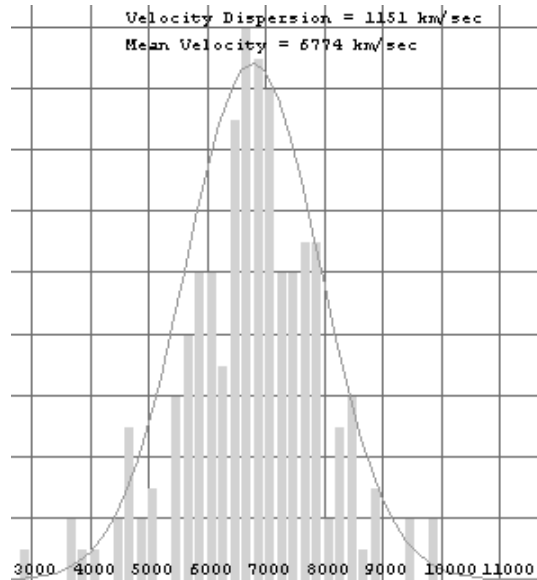


FIGURE 12.3 – Diagramme de dispersion des vitesses pour un amas de galaxies, donnant le nombre de galaxies membres de l’amas par tranche de vitesse. La vitesse moyenne de l’amas par rapport à nous est de $V = 6774 \text{ km s}^{-1}$ et la dispersion des vitesses est de $\sigma = 1151 \text{ km s}^{-1}$. Dans le cas de l’amas coma, Zwicky n’avait pu mesurer les vitesses que pour 7 galaxies.

12.3.2 Masse du viriel et découverte de la matière noire

Les galaxies sont aux amas de galaxies ce que les étoiles sont aux galaxies elliptiques. Ainsi, un amas peut être considéré comme un “gaz parfait de galaxies” et le théorème du viriel s’applique pour estimer sa masse.

C’est cette constatation qui permit à **Fritz Zwicky** de mettre en évidence la matière noire dans les amas. En effet, les galaxies d’un amas décrivent des orbites aléatoires autour d’un centre de gravité commun, comme les étoiles dans les galaxies elliptiques ou dans les amas globulaires. La mesure de la dispersion des vitesses des galaxies autour d’une vitesse moyenne commune (voir par exemple la Figure 12.3) due à l’expansion de l’Univers permet donc de “peser” les amas. C’est ce que fit Zwicky dès 1937 en obtenant les spectres de quelques galaxies de l’amas coma, situé dans la constellation de la chevelure de Bérénice. La masse calculée ainsi est de $M = 3,3 \times 10^{15} M_{\odot}$.

Le profil de luminosité d’un amas de galaxies est le même que celui d’une galaxie elliptique et suit une loi de de Vaucouleurs. Ceci n’a rien d’étonnant puisque les amas de galaxies ont le même comportement dynamique que les galaxies elliptiques. Il est donc logique que la distribution des galaxies au sein des amas soit similaire à la distribution des étoiles au sein des galaxies elliptiques. On arrive donc à estimer la luminosité de l’amas coma en ajustant un profil de de Vaucouleurs sur la distribution observée des galaxies et en effectuant une intégrale sur une zone correspondant à l’amas. On obtient de cette façon $L = 5 \times 10^{12} L_{\odot}$, soit un rapport masse-luminosité de $M/L=600$. Il y a donc des quantités impressionnantes de matière non visible dans les amas de galaxies.

Mesurer la dispersion de vitesses dans un amas étant plus simple que mesurer la dispersion des vitesses dans une galaxie individuelle¹, c’est dans les amas de galaxies que la matière noire a été découverte en premier. Zwicky obtint ses mesures en 1933 et les publia en 1937, l’intervalle de temps séparant les deux événements reflétant la surprise causée par la découverte et les nombreuses vérifications qui ont été nécessaires à l’établissement du résultat.

1. la dispersion des vitesses est plus grande dans les amas et surtout, la taille apparente des amas sur le ciel permet de mesurer la vitesse des galaxies individuelles. La mesure de la dispersion des vitesses des étoiles individuelles est impossible dans une galaxie, vu qu’on ne peut pas séparer suffisamment les étoiles sur le plan du ciel.

12.4 Le gaz intergalactique

L'une des façons de rechercher la matière "manquante" dans les amas est de supposer qu'on la cherche dans le mauvais domaine de longueurs d'ondes. Si la matière ne rayonne pas en optique, elle rayonne peut-être dans un autre domaine de fréquences.

12.4.1 Rayonnement de freinage ou "Bremsstrahlung"

Le champ gravitationnel d'un amas de galaxies est tel, que le gaz intergalactique, s'il existe, doit être chaud ($T \sim 10^6$ K) et complètement ionisé. Le milieu intergalactique consiste donc en un plasma d'électrons et de protons qui peuvent interagir. Lors de l'interaction, les électrons subissent une accélération et deviennent capables soit d'absorber, soit d'émettre des photons.

Lorsqu'un électron absorbe un photon, il est aussi accéléré du fait du transfert d'énergie du photon à l'électron. Lorsqu'un électron émet un photon, il est freiné du fait de perte d'énergie qui s'en suit. **Le rayonnement résultant de l'interaction d'un électron et d'un photon est donc appelé rayonnement de freinage ou aussi rayonnement bremsstrahlung. Il s'agit d'un rayonnement thermique, puisqu'il doit son origine à un gaz chauffé.**

Le rayonnement de freinage peut aussi être non-thermique, comme dans les rémanents de supernovae. L'accélération des électrons est alors produite par leur interaction avec un champ magnétique. Les électrons sont piégés autour des lignes de champ magnétique et spiralent autour de celles-ci en émettant des photons. La longueur d'onde des photons émis dépend de l'intensité du champ magnétique et de l'énergie (cinétique) des électrons. Le spectre de ce type de rayonnement couvre une très vaste gamme, depuis les rayons X aux ondes radio.

Dans le cas des amas de galaxies, le rayonnement de freinage est thermique. Son spectre dépend de la densité d'électrons, n_e , disponibles et de la température T du gaz :

$$l_\nu d\nu = (5,44 \times 10^{-39}) \times 4\pi n_e^2 \times T^{-1/2} \times \exp(-h\nu/kT) \times d\nu \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}] \quad (12.1)$$

L'intégrale sur toutes les fréquences donne la densité volumique de rayonnement disponible

$$L_{\text{vol}} = \int_0^\infty l_\nu d\nu \quad (12.2)$$

$$= (1,42 \times 10^{-27}) \times n_e^2 \times \sqrt{T} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}] \quad (12.3)$$

Les températures typiques du gaz intergalactique sont de l'ordre de $T \sim 10^6 - 10^7$ K, ce qui correspond à un rayonnement (continu) se situant dans les rayons X. Les densités typiques du gaz sont de l'ordre de 1000 m^{-3} . La détection de rayonnement X diffus dans les amas de galaxies par le satellite UHURU dans les années 70 fut donc reçue comme une opportunité unique de finalement voir la matière sombre. Cependant les mesures quantitatives s'améliorant avec les générations suivantes de satellites X il fut établi que les quantités de gaz impliquées dans les amas de galaxies étaient loin d'expliquer la totalité de la matière noire.

La masse dans les amas de galaxies se répartit en moyenne selon les proportions suivantes :

- gaz intergalactique chaud observé en X : 10-20%
 - galaxies : 5%
 - reste d'origine inconnue : 70-80%
-

C'est la mesure de la luminosité X d'un amas qui, à travers l'équation (12.3) donne une estimation de la densité électronique du gaz, et donc aussi de sa masse totale, si sa température est par ailleurs connue.

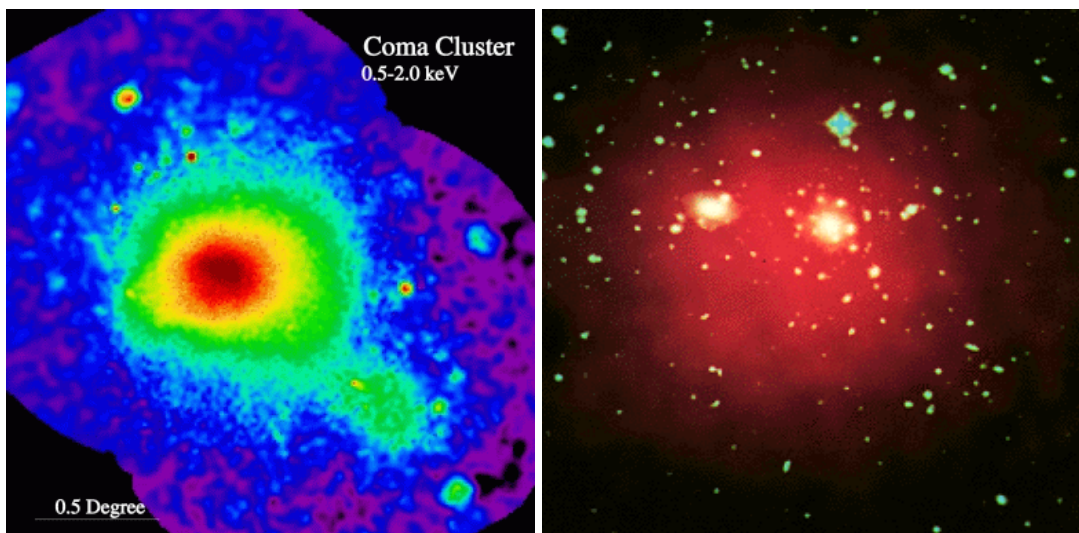


FIGURE 12.4 – **A gauche** : observation X de l’amas coma, avec le satellite européen XMM. Seule l’émission par le gaz est visible. Ce gaz est réparti dans tout l’amas et sa distribution ne se corréle pas avec celle des galaxies. **A droite** : image optique des parties centrales de l’amas où sont bien visibles les galaxies elliptiques les plus lumineuses. Une image X est superposée, en rouge. Le champ de vue de cette image est d’environ 0,5 degrés.

La spectroscopie X, c’est-à-dire la mesure du spectre prédit dans l’équation (12.1) permet d’aller plus loin, en estimant à la fois la densité électronique et la température. Pour cela, on ajuste le modèle de l’équation (12.1) sur le spectre observé, de façon itérative, jusqu’à trouver le meilleur couple possible (n_e, T) . La Figure 12.4 donne un exemple d’observation X et optique de l’amas coma, où fut mise en évidence la matière noire par Zwicky.

12.5 Le phénomène de lentille gravitationnelle

Le lumière peut être déviée par la masse, de la même façon qu’elle l’est par une lentille optique. Les objets situés en arrière-plan d’une distribution compacte de masse sont donc vus déformés par l’observateur et l’étude détaillée de cette déformation peut être utilisée pour cartographier la distribution de masse qui a provoqué l’effet de lentille. Par ailleurs, le phénomène est sensible à toute la masse dans la lentille, même si elle n’émet aucun rayonnement. Il s’agit donc d’un phénomène physique de tout premier choix pour détecter la matière noire.

12.5.1 Déviation d’un photon par la masse

Les premières idées sur la déviation de la lumière par la masse datent de Newton. Cependant, le calcul correct de l’angle dont est dévié un photon lorsqu’il passe au voisinage d’une masse n’a pu être effectué que dans le cadre de la théorie de la relativité générale d’Einstein. Dans cette théorie, les photons suivent des lignes de “plus court chemin” dans un espace courbe, la courbure étant imposée par les objets massifs. Les photons n’ont donc pas besoin d’avoir une masse pour être déviés.

La Figure 12.5 illustre la déviation d’un photon passant à proximité d’une masse M . Si la masse M est un trou noir, elle possède un rayon de Schwarzschild R_S , comme vu au Chapitre 2.

Si un photon arrive vers M avec un paramètre d’impact, b plus grand que R_S , il est dévié sans être capturé par le champ de gravité du trou noir. L’angle de déviation calculé dans le cadre de la théorie Newtonienne est,

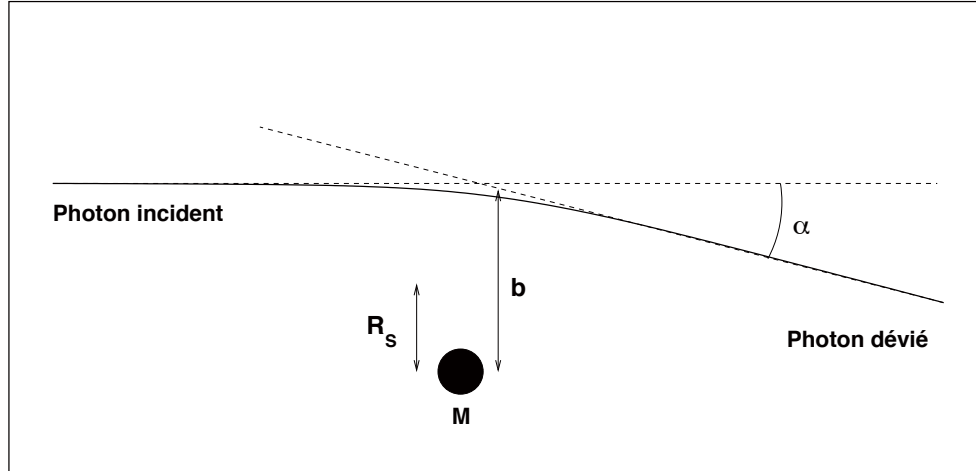


FIGURE 12.5 – Principe de l’effet de lentille gravitationnelle. Le photon incident est dévié si le paramètre d’impact est plus grand que le rayon de Schwarzschild de la masse M .

$$\alpha = \frac{2GM}{c^2 b}, \quad (12.4)$$

et sa valeur est double dans le cas du calcul relativiste,

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 b} \quad (12.5)$$

L’observation du phénomène de lentille gravitationnelle (appelé aussi “mirage” gravitationnel) a été tentée avec succès en 1919 lors d’une éclipse de Soleil. Le principe de la mesure est simple. On compare les positions relatives des étoiles à l’emplacement sur la voûte céleste où va avoir lieu l’éclipse, aux positions mesurées pendant l’éclipse. L’intérêt d’observer pendant une éclipse est évidemment de pouvoir voir les étoiles et le Soleil simultanément, et ainsi d’avoir un petit paramètre d’impact b , qui maximise l’angle α , le Soleil jouant le rôle de lentille gravitationnelle. Le déplacement apparent des étoiles de façon radiale par rapport au centre du disque solaire donne l’angle de déflexion de la lumière.

Dans le cas de l’éclipse de 1919, la mesure de l’angle de déflexion moyen par le Soleil est de $\alpha = 1,75$ secondes d’arc. Plus que la mesure elle-même, c’est la précision sur la mesure qui permit d’éliminer la prédiction de l’angle de déflexion calculé dans le cadre de la théorie Newtonienne de la gravitation, donnant ainsi la première preuve forte de la théorie de la relativité générale.

L’angle de déviation dépendant du paramètre d’impact à la lentille, des rayons issus de différents points d’une source (on appellera par la suite la source l’objet qui subit l’effet de lentille) sont déviés de différents angles. De ce fait, la surface apparente de la source sur le plan du ciel change par rapport à sa surface hors effet de lentille. Comme l’effet de lentille gravitationnelle **conserve la brillance de surface**, une augmentation de surface signifie aussi une augmentation apparente de luminosité. L’effet de lentille gravitationnelle est par ailleurs **achromatique**, puisque l’angle de déviation est indépendant de la longueur d’onde. On observera donc :

1. un changement de position apparente,
2. un changement de forme,
3. une amplification (ou dé-amplification) lumineuse,
4. plusieurs images de la source dans les cas les plus spectaculaires,



FIGURE 12.6 – Effet de mirage atmosphérique. Dans l'image du haut, l'air proche du sol est plus chaud que l'air ambiant et réfracte la lumière de façon à faire apparaître une image mirage "sous" l'objet réel. Dans l'image du bas, l'air à la surface de la mer est plus froid que l'air ambiant et réfracte une image "au-dessus" de l'objet réel, comme l'iceberg vu ici au-dessus de l'horizon réel. Dans le cas des mirages gravitationnels, l'objet réel n'est jamais visible.

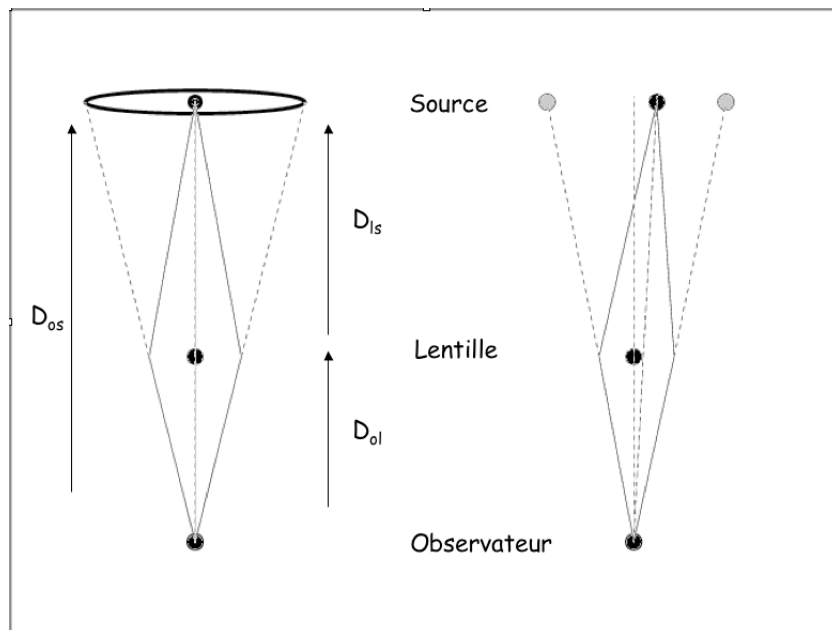


FIGURE 12.7 – Effet de mirage gravitationnel. **A gauche** : la source, la lentille et l'observateur sont parfaitement alignés. La source est vue sous forme d'un anneau d'Einstein dont le rayon précis peut être calculé. **A droite** : l'alignement n'est pas parfait et l'on observe deux images mirages de la source. On observe souvent 4 images, dans les cas où la lentille a une distribution de masse elliptique au lieu de sphérique.

de façon indépendante de la longueur d'onde d'observation. Par ailleurs, on n'observera plusieurs images de la source que si celle-ci est très bien alignée avec l'observateur et la lentille. On aura dans ce cas apparition de 2 ou 4 images souvent appelées “images mirages” par analogie avec les mirages atmosphériques observés dans le desert comme dans la Figure 12.6

12.5.2 Echelle caractéristique : le rayon d'Einstein

Si l'alignement entre l'observateur, la lentille et la source est parfait, cette dernière apparaît sous forme d'un anneau d'Einstein (Fig. 12.7) dont le diamètre apparent (angulaire) est directement lié à la masse de la lentille aux distances entre les différents objets. Dans le cas d'images multiples, la distance angulaire séparant les images reste du même ordre de grandeur que deux fois le rayon d'Einstein. Ce rayon (sans dimension) est :

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{ls}}{D_{ol}D_{os}}} \quad (12.6)$$

où les distances sont celles de la Figure 12.7. Si les distances sont connues et que le rayon d'Einstein peut être mesuré, la masse totale de matière à l'intérieur de la zone couverte par l'anneau d'Einstein est complètement déterminée. Comme l'effet de lentille gravitationnel est, comme son nom l'indique, uniquement dû à la gravitation, il est sensible à toute la masse, sombre ou lumineuse, solide ou gazeuse.

Nous avons donc à notre disposition deux moyens indépendants d'estimer les masses totales des corps célestes : la dynamique gravitationnelle en utilisant le théorème du viriel ou un modèle de rotation des galaxies, et l'effet de lentille gravitationnelle.

12.6 Détection de la matière noire par effet de lentille gravitationnelle

L'effet de lentille, tout d'abord perçu comme une curiosité théorique, puis, comme un effet exotique observé mais trop rare pour être intéressant, consiste maintenant en l'un des sujets d'étude les plus actifs en cosmologie observationnelle et en astrophysique extragalactique. Il a entre autres permis la détection et la mesure de la masse sombre à différentes échelles, **1-** sous forme de halo sombre dans les galaxies individuelles, **2-** sous forme de halos supermassifs dans les amas de galaxies, confirmant ainsi la découverte de Zwicky, **3-** sous forme d'étoiles froides et peu lumineuses dans notre Voie Lactée.

12.6.1 Dans les halos de galaxies

Une galaxie produit un effet de lentille lorsqu'elle se trouve devant une autre galaxie ou devant un quasar (noyau très brillant de galaxie). L'effet est le plus souvent observé lorsque la lentille est une galaxie elliptique, ceci pour deux raisons. Premièrement, elles sont plus massives que les spirales et deuxièmement, leur masse est plus concentrée vers le centre de la galaxie². De ce fait la **densité critique de masse**, Σ_{crit} est atteinte plus facilement que si la lentille est une spirale.

La densité critique est la densité de masse, projetée sur la voûte céleste (par exemple en masses solaires par seconde d'arc carrée), au-dessus de laquelle il y a formation de plusieurs images mirages de la source. Elle correspond, pour une masse totale donnée de lentille, à la densité nécessaire pour que le rayon d'Einstein de la lentille soit plus grand que son rayon physique.

Si R est le rayon physique de la lentille et M sa masse totale, la densité surfacique de masse dans le plan de la lentille est simplement

2. Le profil lumineux est lui-même plus concentré dans les elliptiques, que dans les spirales puisque la décroissance de la loi de de Vaucouleurs est beaucoup plus forte qu'une loi exponentielle

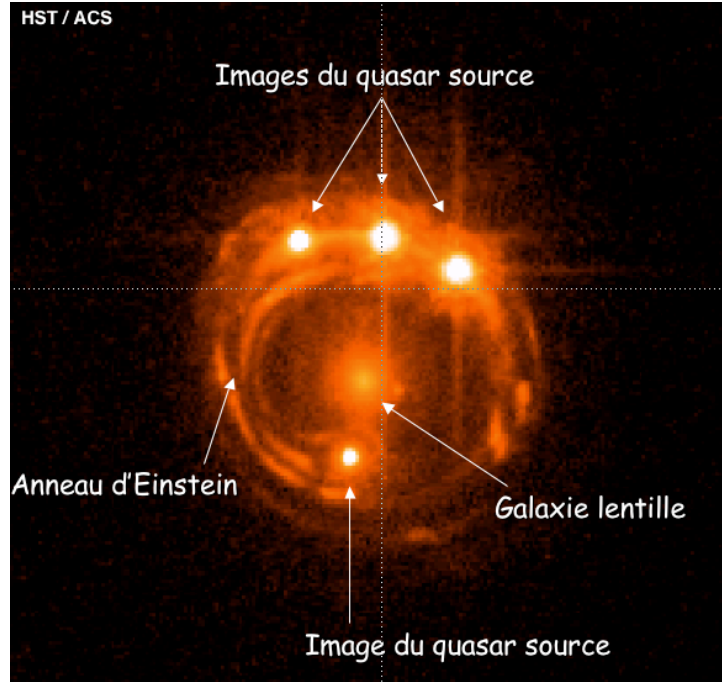


FIGURE 12.8 – Exemple de lentille gravitationnelle, observée par le télescope spatial Hubble. Le quasar d’arrière-plan est vu ici sous forme de 4 images brillantes. Comme le quasar se trouve dans une galaxie, celle-ci apparaît sous forme d’un anneau d’Einstein. Le champ de vue sur cette image est d’environ 10 secondes d’arc de côté.

$$\Sigma_{\text{crit}} = \frac{M}{\pi R^2} \quad (12.7)$$

La densité critique est atteinte si le rayon physique R sous-tend exactement le rayon d’Einstein θ_E (angulaire) de la lentille. La relation entre rayon physique et angulaire est, pour de petits angles, $R = \theta_E \times D_l$, ce qui permet de réécrire la densité de masse sous la forme

$$\Sigma_{\text{crit}} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_l D_{ls}} \quad (12.8)$$

Si la densité surfacique de masse d’une lentille est plus petite que Σ_{crit} aucune image mirage n’est formée. On peut comprendre ceci intuitivement en disant que si la densité critique n’est pas atteinte l’angle duquel est déviée la lumière n’est pas suffisant pour “contourner” la lentille. En d’autres termes, tout se passe comme si les images mirages étaient “cachées” par la lentille dont le rayon angulaire est alors trop grand par rapport au rayon d’Einstein. Si la densité critique est atteinte, alors il y aura formation de plusieurs images de la source. La distance angulaire entre les images et la lentille sera de l’ordre de grandeur du rayon d’Einstein.

Si la densité critique n’est pas atteinte on n’observe pas d’images multiples mais une déformation faible de l’objet d’arrière-plan reste néanmoins mesurable. La “concentration” de la masse d’un objet, sa “compacité”, donne la limite entre deux régimes d’effet de lentilles, le régime dit “fort” avec apparition d’images mirages de la source, et le régime dit “faible” où sont juste observées des déformations de la source.

Enfin, dans tous les cas d’effet de lentille, forts ou faibles, on observe une amplification apparente du flux lumineux de la source. L’effet de lentille peut donc servir de télescope naturel permettant de voir des objets autrement trop faibles pour nos télescopes.

La Figure 12.8 donne un exemple de lentille forte, avec 4 images d’un quasar situé en arrière-plan d’une galaxie elliptique. De manière générale, si la lentille possède une distribution de masse à

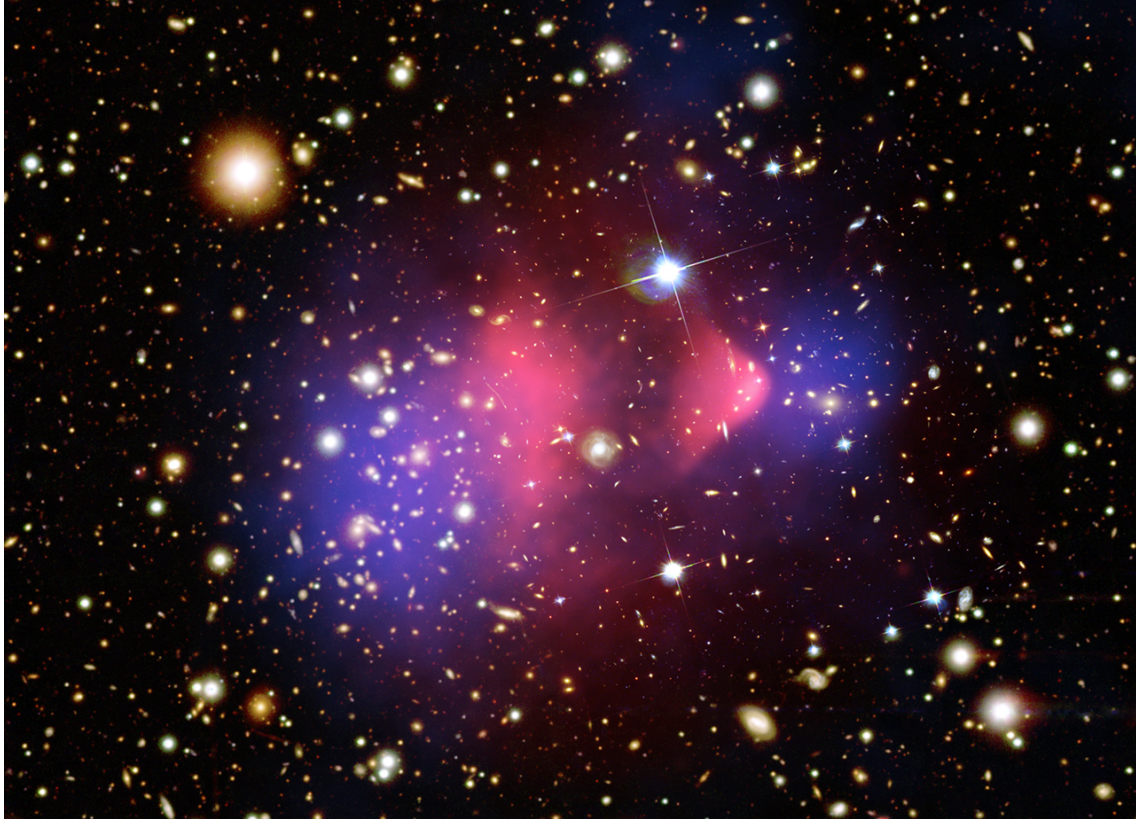


FIGURE 12.9 – Image optique (HST) d'un amas double en collision. Sont montrées en superposition en rose l'image obtenue en X (Chandra), et en bleu la carte de masse totale, reconstruite en utilisant l'effet de lentille.

symétrie sphérique, deux images de la source sont formées. Quatre images sont visibles si la lentille a une distribution de masse elliptique. La simple observation du nombre d'images mirages fournit donc déjà une information importante sur la forme de la distribution de masse visible et sombre dans la galaxie lentille.

La mesure du rayon d'Einstein dans une image telle que celle de la Figure 12.8 permet de montrer que la masse totale dans une galaxie telle que la lentille dans ce système quadruple est environ 10 fois plus importante que la masse lumineuse, telle que mesurée sur les images optiques.

12.6.2 Dans les amas de galaxies

La Figure 12.2 montre un amas de galaxies en arrière-plan duquel sont visibles de nombreuses galaxies affectées par l'effet de lentille. On distingue les 2 régimes de lentilles dans les amas. Le régime fort, où les galaxies individuelles de l'amas jouent le rôle de lentille. On voit dans ce cas des systèmes d'arcs de part et d'autre des galaxies concernées. Dans les zones externes de l'amas, les angles de déviation de la lumière sont moindres et sont produits par la distribution de matière à grande échelle (c'est-à-dire à l'échelle de tout l'amas) plutôt que par des galaxies bien identifiées. On est alors dans le régime faible. Ces distorsions faibles, mais affectant de nombreux objets d'arrière-plan, sont utilisées pour reconstruire le profil de masse totale.

L'une des plus belles preuves de l'existence de matière noire non-gazeuse vient de l'étude de l'effet de lentille faible, dans un cas où la lentille est un amas double dont les deux composantes ont subi une collision dans le passé. La Figure 12.9 montre une image de cet amas. Le cliché est une superposition de trois images :

1. une image optique, montrant les galaxies individuelles. On note deux groupements de galaxies, chacun dominé par une galaxie centrale.
2. une image obtenue dans le domaine X, représentée ici en rose, et traçant le gaz chaud intergalactique.
3. une image de la masse reconstruite grâce à l'effet de lentille gravitationnelle, c'est-à-dire en mesurant statistiquement les déformations des galaxies en arrière-plan, par les deux amas.

On note immédiatement dans la Figure 12.9 que la distribution de gaz ne se corréle pas du tout avec la distribution de masse totale, ni avec l'image optique des galaxies de l'amas. Par contre, la masse totale est très bien corrélée avec la distribution lumineuse des galaxies. L'interprétation qualitative de cette observation (confirmée par des études quantitatives) est de toute première importance. En effet, le gaz et la matière sombre ne se comportent pas du tout de la même manière vis-à-vis des chocs à grande vitesse. Le gaz étant un fluide, il est caractérisé par une vitesse du son, au-delà de laquelle un corps en mouvement en son sein produit une onde de choc. Si les amas observés dans la Figure 12.9 sont en mouvement supersonique l'un par rapport à l'autre, leur gaz doit montrer une telle onde de choc. C'est cette onde qui est bien visible en rose proche de l'amas de droite dans la Figure. Les amas sont donc probablement en collision. Par ailleurs, le gaz est ralenti lors du choc. Il se trouve donc entre les deux amas au moment de l'observation.

La matière sombre, en revanche, n'interagit pas avec elle-même sans quoi elle rayonnerait. Elle est donc insensible au choc et reste dans les amas. Enfin, le fait que la distribution de masse totale (en bleu) et la distribution de masse gazeuse sont décentrées montre que la masse de gaz est négligeable devant la masse de matière sombre, sans quoi l'effet de lentille gravitationnelle serait affecté par le gaz et la carte de masse reconstruite serait centrée sur le gaz. La matière sombre dans l'amas double est donc située essentiellement là où se trouvent les galaxies.

Cette observation simple, combinée à la chance d'avoir ici deux amas en interaction gravitationnelle, apporte donc 1- une nouvelle preuve de l'existence de la matière noire, 2- une indication que la matière noire n'interagit pas avec elle-même, 3- une preuve que le gaz intergalactique dans les amas a une masse négligeable par rapport à la masse totale.

12.7 Compléments vus au cours

Les structures à grande échelle et leur formation (simulations numériques). La matière noire dans notre Voie Lactée : microlentilles gravitationnelles.

Chapitre 13

Eléments de cosmologie

De chapitre en chapitre, nous nous sommes attaché à décrire notre Univers en partant des plus petites échelles spatiales pour aller vers les plus grandes, depuis la formation des étoiles et des planètes, jusqu'à celle des galaxies et des amas de galaxies. Ce dernier chapitre s'attache à donner une brève introduction à la **cosmologie**, qui consiste en l'étude de l'Univers dans son ensemble. Nous nous intéressons donc ici aux plus grandes échelles qui nous sont accessibles ainsi qu'à leur évolution depuis le big bang.

13.1 Un Univers homogène, isotrope et en expansion

Notre perception de l'univers en tant que tout est depuis seulement un siècle environ guidée par des observations concrètes. Nous ne sommes conscients du fait que nous vivons dans une galaxie que depuis les travaux de Herschel et de Kapteyn au 18ème et 19ème siècle respectivement . Notre position dans la Voie Lactée date de 1920, avec les travaux de Shapley qui utilisa les comptages d'étoiles et les amas globulaires pour estimer notre position en son sein. Quand à l'existence d'autres galaxies, il faudra attendre les mesures de Hubble en 1929 démontrant que certaines "nébuleuses spirales" telles qu'on les appelait à l'époque, se trouvaient bien delà des limites de la Voie Lactée. La cosmologie s'attache à imaginer des modèles décrivant ce que nous observons de l'Univers lointain et permettant d'estimer comment il évolue avec le temps. Quels que soient les modèles invoqués, ils se doivent de rendre compte d'un certain nombre de faits observationnels simples et doivent respecter le **principe cosmologique** qui postule que l'Univers à grande échelle est homogène et isotrope.

13.1.1 Faits observationnels

Le 21ème siècle marque une étape majeure pour la cosmologie. Le pouvoir collecteur des télescopes au sol et dans l'espace, ainsi que leur champ de vue et leur résolution (voir chap. 5) permettent de cartographier le ciel dans son entièreté et sur une vaste gamme de longueurs d'ondes. Nous sommes donc à l'âge d'or de la cosmologie, où des observations de grande qualité deviennent disponibles pour contraindre les modèles. Le travail observationnel en cosmologie est d'identifier les observables qui sont les plus sensibles aux paramètres caractérisant les modèles, les **paramètres cosmologiques**, tout en évitant celles qui sont sujettes à des dégénérescences entre paramètres. Le travail théorique est d'inventer des modèles qui "passent" tous les tests observationnels mis en place. Par ailleurs, tout modèle cosmologique doit rendre compte des observations simples suivantes :

(i) **Le ciel est noir la nuit** : il s'agit à la fois d'une évidence et d'un paradoxe. En effet, si l'Univers était infini, statique et contenait une infinité d'étoiles, la totalité du ciel devrait être couverte par de petits disques lumineux correspondant aux étoiles. Par conséquent le ciel devrait être lumineux. Cette apparente contradiction est connue sous le nom de **paradoxe de Cheseaux-Olbers**. Notre conception actuelle de l'Univers résoud le paradoxe. En effet, l'expansion qui résulte du big

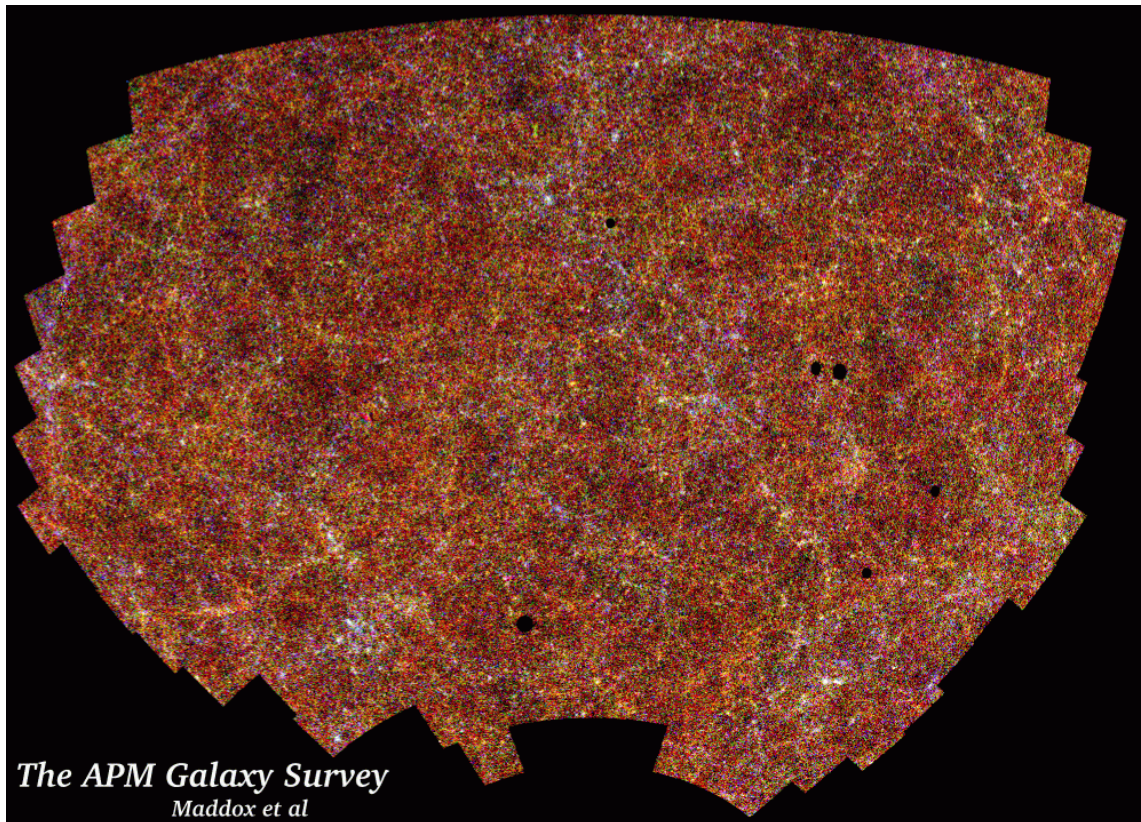


FIGURE 13.1 – Illustration de l’homogénéité de l’Univers sur de grandes échelles spatiales. Chaque point coloré dans cette image de 100° de côté est une galaxie. Le code de couleur donne le décalage vers le rouge pour les 3 millions de galaxies visibles dans l’image. Alors que la variation de densité des points sur de petites échelles (minutes d’arc) est très variable, elle est quasiment constante sur des échelles de plusieurs degrés. On notera que cette carte ne montre que la matière visible (Crédit : S. Maddox, APM survey, Université de Nottingham).

bang fait que la luminosité des galaxies décroît bien plus vite avec la distance que si l’Univers était statique. Une grande partie des galaxies qui seraient visibles si l’Univers était statique ne l’est plus dans un Univers en expansion. Par ailleurs, dans cette théorie, l’Univers a un âge fini, ainsi que les étoiles. Celles-ci n’éclairent donc qu’un volume restreint et pendant un temps fini. Enfin, les galaxies lointaines voient leur spectre décalé vers le rouge à un tel point qu’une bonne partie de leur rayonnement sort du domaine de longueurs d’ondes visibles. Le simple fait d’observer un ciel noir la nuit a donc des conséquences majeures en cosmologie.

(ii) La distribution des galaxies à grandes échelles est uniforme : l’observation du ciel à l’œil nu ne laisse voir que les étoiles proches, à l’intérieur de la Voie Lactée, mais des observations profondes avec des télescopes à grand champ révèlent des millions de galaxies distantes, comme dans la Fig. 13.1. Ces observations montrent que la densité de matière dans l’Univers est presque constante sur de grandes échelles même si, localement, à l’échelle des galaxies individuelles, on observe de forts pics de densité. Les modèles cosmologiques doivent rendre compte de cette homogénéité à grande échelle.

(iii) Les galaxies s’éloignent de nous : quelle que soit la direction d’observation, les galaxies s’éloignent de nous. Depuis les observations de Hubble nous savons aussi que leur vitesse de fuite est d’autant plus grande qu’elles sont éloignées. L’Univers est donc en expansion.

(iv) **On observe un fond de rayonnement "fossile" à 2,73 K** : quelle que soit la direction d'observation, nous observons un fond de rayonnement qui correspond à celui d'un corps noir à $T=2,73$ K. Sur de petites échelles spatiales, de l'ordre de 1° , on note de minuscules variations de températures, de l'ordre de $\Delta T/T = 10^{-5}$.

(v) **Les étoiles les plus vieilles ont un âge de l'ordre de 13,2 milliards d'années** : en mesurant les abondances relative de différents isotopes de l'uranium dans les atmosphères stellaires, et en s'appuyant sur la décroissance radioactive de l'uranium, on trouve que les étoiles les plus vieilles connues à ce jour ont un âge de 13,2 milliards d'années. L'Univers ne peut donc être que plus vieux, et les modèles cosmologiques doivent tenir compte de cette donnée.

13.1.2 Principe cosmologique

Les faits observationnels ci-dessus poussent à fonder les modèles théoriques d'Univers sur un principe, appelé le **principe cosmologique**. Celui-ci postule que l'Univers est homogène et isotrope sur de grandes échelles spatiales.

Les deux notions d'homogénéité et d'isotropie, bien que similaires, ne sont pas identiques. Un Univers **homogène** a les mêmes propriétés en tout point. Les lois de la physique y sont les mêmes partout et le temps s'écoule partout de la même façon. Un voyageur se déplaçant instantanément d'un point à un autre note les mêmes observations à chaque étape de son voyage. Si en plus l'Univers est **isotrope** alors ses propriétés, perçues par un observateur fixe, sont les mêmes **dans toutes les directions**. On peut donc très bien avoir un Univers isotrope en un point mais pas homogène ou un Univers homogène mais pas isotrope en un point donné. En revanche, dans un Univers homogène, observer l'isotropie en un point implique que l'Univers est isotrope en tout point.

Le principe cosmologique suppose l'Univers homogène. L'isotropie observée dans les cartographies du ciel implique donc que l'ensemble de l'Univers est isotrope.

13.1.3 Loi de Hubble et expansion de l'Univers

En plus d'être homogène et isotrope, **l'Univers est en expansion**. C'est Edwin Hubble qui, en 1929, publie le premier article observationnel sur le sujet. Grâce au plus grand télescope du monde à l'époque (2,5m de diamètre), situé à l'observatoire du Mont Wilson en Californie, Hubble mesure la vitesse de fuite d'un échantillon de galaxies proches. Son télescope lui permet également d'y voir des étoiles du type Céphéide et donc de mesurer la distance qui les sépare de nous (cf. Section 13.3). Il en tire une loi empirique entre la distance et la vitesse de fuite des galaxies. Il s'agit d'une loi linéaire connue sous le nom de **loi de Hubble**.

La loi de Hubble s'exprime simplement :

$$V_r = H_0 \times D \quad (13.1)$$

où V_r est la la vitesse radiale de la galaxie en km s^{-1} , telle qu'elle peut être mesurée par effet Doppler. D est la distance en Mpc. La pente de la relation est donnée par le paramètre de Hubble (auss appelé constante de Hubble), H_0 , exprimée en $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$.

Une galaxie située 1 Mpc plus loin de nous qu'une autre, va donc $H_0 \text{ km s}^{-1}$ plus vite.

Les données expérimentales ayant permis à Hubble de déterminer sa relation sont montrées dans la Fig. 13.2. La valeur de la constante trouvée à l'époque est de l'ordre de $H_0 = 500 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. Les méthodes actuelles pour mesurer H_0 donnent des valeurs plus basses. La valeur la plus communément admise est $H_0 = 70,3 \pm 2,5 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, dans des modèles d'Univers simplifiés. Les données actuelles n'excluent cependant pas des valeurs dans la gamme $H_0 = 60 - 80 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$.

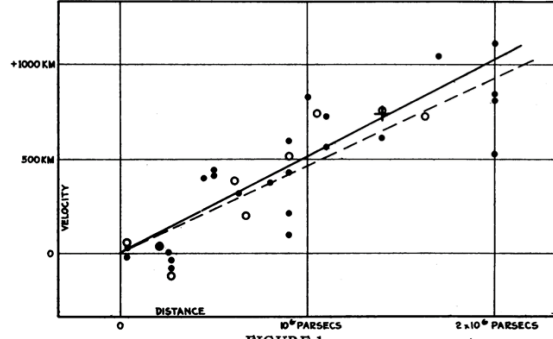
A RELATION BETWEEN DISTANCE AND RADIAL VELOCITY
AMONG EXTRA-GALACTIC NEBULAE

By EDWIN HUBBLE

MOUNT WILSON OBSERVATORY, CARNEGIE INSTITUTION OF WASHINGTON

Communicated January 17, 1929

Determinations of the motion of the sun with respect to the extra-galactic nebulae have involved a K term of several hundred kilometers which appears to be variable. Explanations of this paradox have been sought in a correlation between apparent radial velocities and distances, but so far the results have not been convincing. The present paper is a re-examination of the question, based on only those nebular distances which are believed to be fairly reliable.



Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae.

Radial velocities, corrected for solar motion, are plotted against distances estimated from involved stars and mean luminosities of nebulae in a cluster. The black discs and full line represent the solution for solar motion using the nebulae individually; the circles and broken line represent the solution combining the nebulae into groups; the cross represents the mean velocity corresponding to the mean distance of 22 nebulae whose distances could not be estimated individually.

FIGURE 13.2 – Extraits de l'article de Hubble de 1929. **A gauche** : résumé de l'article donnant la loi linéaire entre la distance et la vitesse des galaxies, et illustrant la difficulté de mesurer la constante de proportionnalité entre les deux quantités. **A droite** : figure originale avec les points observationnels. L'abscisse est en millions de parsec et l'ordonnée est en km s^{-1} (Hubble, E., 1929).

Bien que H_0 soit exprimée en $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, reflétant le fait qu'elle mesure l'expansion de l'Univers, elle a formellement la dimension de l'inverse d'un temps. Dès lors, H_0 **peut s'utiliser pour exprimer l'âge de l'Univers**. Si toutes les galaxies observées actuellement se sont éloignées les unes des autres avec un taux H_0 , elles étaient toutes en un même point il y a H_0^{-1} secondes. Pour $H_0 = 70,3 \pm 2,5 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, l'âge de l'Univers est de 13,9 milliards d'années. Cette valeur est compatible avec l'âge des plus vieilles étoiles connues à ce jour, 13,2 milliards d'années.

On notera qu'il s'agit là d'un raisonnement aux dimensions et qu'en aucun cas il ne faut se représenter l'Univers comme une sphère ayant un centre et étant en expansion dans un repère absolu. La loi de Hubble traduit le fait que **la métrique est en expansion**. Autrement dit, c'est la façon de mesurer les distances (l'unité de mesure) qui change dans l'espace et le temps.

Ceci peut se comprendre en considérant un point de coordonnées X , fixe, dans un système de coordonnées qui évolue avec le temps. Dans ce système, les points gardent leurs positions avec le temps, mais la grille de coordonnées dans son ensemble subit un étirement, sous l'influence du mouvement d'expansion de l'Univers. Ces coordonnées "fixes" sont les **coordonnées comobiles**. Si le facteur d'expansion de la grille à un instant t est $a(t)$, on peut calculer les coordonnées $r(t)$ qu'aurait un point X de la grille comobile pour un observateur extérieur :

$$r(t) = a(t) \times X. \quad (13.2)$$

La vitesse d'un point dans cette nouvelle grille est :

$$V(r, t) = \dot{a}(t) \times X \quad (13.3)$$

ou encore, d'après la définition de $a(t)$ de l'équation (13.2),

$$V(r, t) = \frac{\dot{a}}{a} \times r \quad (13.4)$$

On identifie immédiatement

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (13.5)$$

où $H(t)$ donne la variation relative du facteur $a(t)$ dans le temps, c'est-à-dire le **taux d'expansion de l'Univers en fonction du temps**. Si on se place à notre époque, caractérisée par exemple par l'instant t_0 , on a

$$V(r, t_0) = H(t_0) \times r(t_0). \quad (13.6)$$

Si on adopte la Terre comme point de référence,

$$V = H_0 \times D, \quad (13.7)$$

qui est la loi de Hubble, exprimée pour un observateur terrestre dans son temps propre. On remarquera que V est la valeur observée de la composante radiale de la vitesse des galaxies. Elle est en fait la somme de la vitesse globale due à l'expansion de l'Univers et de la vitesse propre des galaxies. La vitesse totale de fuite des galaxies à grande distance est dominée par le **flot de Hubble** (V est grand car D est grand). A petite distance, la vitesse observée des galaxies peut très bien être dominée par les mouvements propres provoquées par exemple par des interactions locales.

13.1.4 Décalage vers le rouge d'origine cosmologique

La loi de Hubble peut s'interpréter en termes de **décalage vers le rouge** du spectre des galaxies nous fuyant à la vitesse $V = H_0 \cdot D$ sous l'effet de l'expansion de l'Univers.

Considérons deux points séparés par une distance dr . Cette distance infinitésimale correspond à une différence de vitesse $dv = H(t) dr$ qui implique qu'un photon émis au repos en un point est vu en l'autre point avec le décalage Doppler

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{dV}{c} = \frac{H(t) dr}{c} \quad (13.8)$$

Comme on a aussi $dr = c dt$,

$$\frac{H(t) dr}{c} = H(t) dt = \frac{\dot{a}}{a} dt \quad (13.9)$$

Dont on tire immédiatement

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a}, \quad (13.10)$$

qui est une équation différentielle du premier degré admettant une solution du type

$$\lambda_{\text{em}}(a) = K \times a, \quad (13.11)$$

où K est une constante. Cette équation décrit comment change la longueur d'onde d'émission d'un photon avec le facteur d'expansion de l'Univers. La constante K est déterminée en remarquant qu'un photon émis dans l'Univers actuel ($a = 1$) est observé à sa longueur d'onde d'émission, $\lambda_{\text{em}}(1) = \lambda_{\text{obs}}$. On a donc

$$\lambda_{\text{obs}} = \lambda_{\text{em}}(1) \times 1, \quad (13.12)$$

et

$$\lambda_{\text{em}}(a) = \lambda_{\text{obs}} \times a, \quad (13.13)$$

dont on tire que

$$\boxed{\frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_{\text{em}}} = \frac{1}{a}} \quad (13.14)$$

On définit par ailleurs le **décalage vers le rouge (redshift)** comme

$$z = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{em}}}{\lambda_{\text{em}}}, \quad (13.15)$$

ou encore

$$1 + z = \frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_{\text{em}}}, \quad (13.16)$$

qui n'est ni plus ni moins que la loi de Doppler-Fizeau.

L'expansion de l'Univers et la loi de Hubble trouvent donc une interprétation en termes de décalage vers le rouge, qui s'exprime de la façon suivante :

$$\boxed{\frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_{\text{em}}} = \frac{1}{a} = 1 + z} \quad (13.17)$$

On observe un rougissement des photons émis à grand redshift par rapport à leur longueur d'onde d'émission et l'étirement en longueur d'onde est inversement proportionnel au facteur d'expansion de l'Univers. Ainsi, le facteur d'échelle de l'Univers pour une galaxie à un redshift de $z = 2$ est 3 fois plus petit qu'à redshift $z = 0$ et la longueur d'onde observée à l'heure actuelle pour photon émis par une galaxie à redshift $z = 2$ est 3 fois plus élevée que si la galaxie était à $z = 0$. La figure 13.3 illustre comment les galaxies changent de couleur avec la distance.

13.1.5 Densité et devenir de l'Univers

Considérons l'Univers comme un système lié (énergie totale négative ou nulle) et une particule test de masse m sous l'influence du champ de gravitation de l'Univers. On a alors la condition limite définie en égalant l'énergie cinétique et l'énergie potentielle de la particule test

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{GMm}{R}, \quad (13.18)$$

où, dans un modèle simplifié d'Univers sphérique, R est le rayon de l'Univers et M sa masse totale. v est la vitesse de la particule test. La loi de Hubble nous dit alors que

$$H_0^2 R^2 = \frac{2GM}{R}. \quad (13.19)$$

En supposant que la densité ρ est constante partout dans l'Univers on peut réécrire l'équation sous la forme

$$H_0^2 R^2 = \frac{2G}{R} \times \frac{4}{3}\pi R^3 \rho. \quad (13.20)$$

Ce qui permet de définir une **densité critique** pour laquelle l'énergie cinétique égale l'énergie potentielle :

$$\boxed{\rho_{\text{crit}} = \frac{3}{8} \times \frac{H_0^2}{G\pi}} \quad (13.21)$$

La valeur numérique de cette densité dépend de la valeur de H_0 . Pour des valeur de H_0 de l'ordre de $70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\rho_{\text{crit}} = 9,24 \times 10^{-27} \text{ kg m}^{-3}$. Trois cas sont dès lors possibles pour l'évolution de l'Univers :

- $\rho = \rho_{\text{crit}}$ l'Univers est dit **plat**, en expansion continue et asymptotique
- $\rho > \rho_{\text{crit}}$ l'Univers est dit **fermé** et subit une expansion suivie d'une contraction
- $\rho < \rho_{\text{crit}}$ l'Univers est dit **ouvert** et subit une expansion infinie

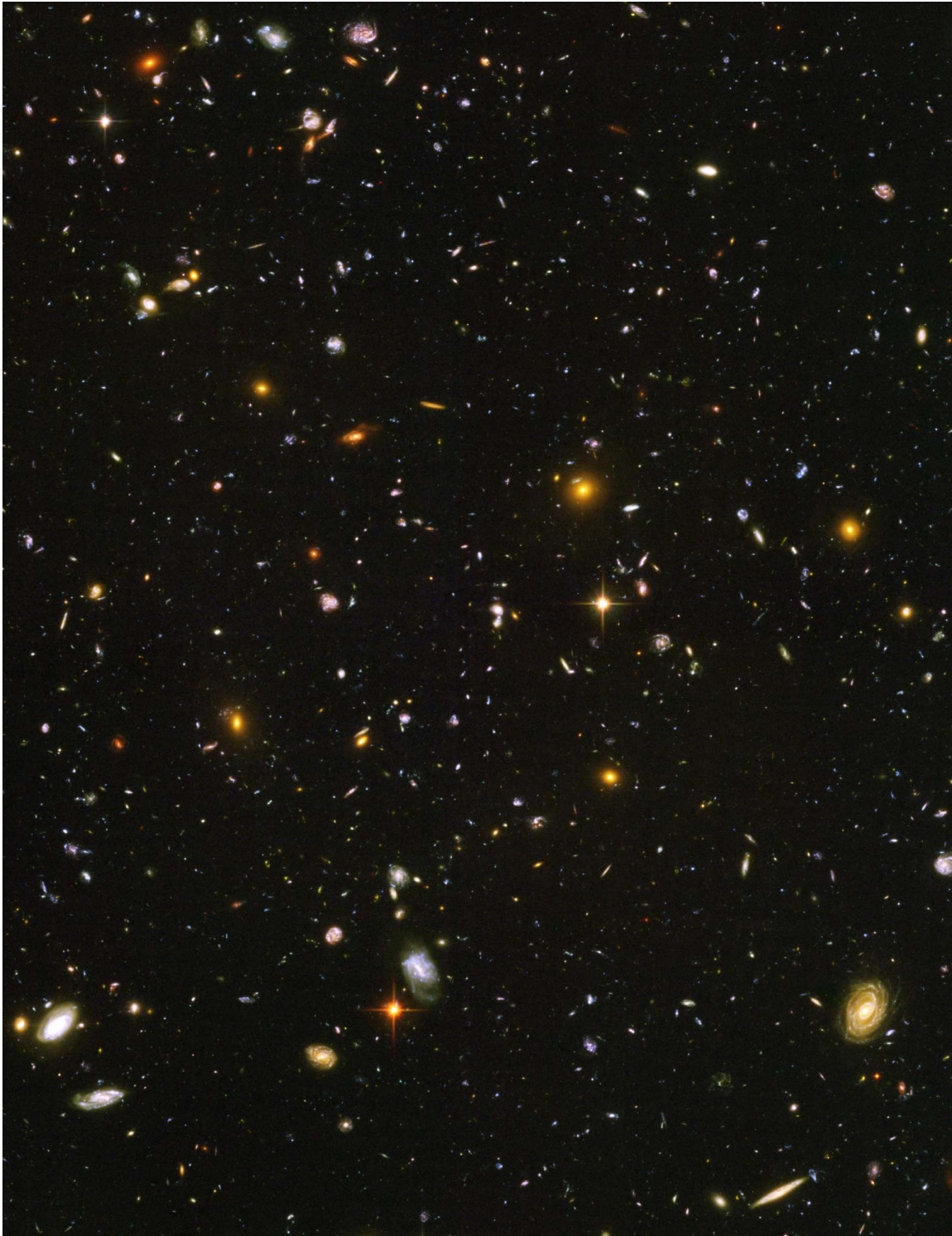


FIGURE 13.3 – Le Hubble Ultra Deep Field (HUDF) est l'image la plus profonde de l'Univers prise à ce jour. Près de 10 000 galaxies sont visibles sur cette image prises à travers 3 filtres optiques de la "Camera for Advanced Surveys" du télescope spatial Hubble. Le temps d'intégration total est de 11,3 jours! La couleur apparente des galaxies sur l'image est due en partie à leur couleur intrinsèque (formation d'étoiles, contenu en poussière) mais reflète surtout le décalage vers le rouge. (Crédit : S. Beckwith (STScI) et HUDF Team).

13.2 Le rayonnement de fond cosmique

Le simple fait d'observer un Univers en expansion implique qu'il était plus petit, plus compact, et plus chaud dans le passé et qu'il a donc pu naître d'une "explosion initiale", connue sous le nom de **big bang**.

Juste après la formation des noyaux d'hydrogène et d'hélium primordiaux, la température était suffisamment élevée (plusieurs millions de degrés) pour que tout le gaz soit ionisé. L'Univers était donc un plasma de protons et d'électrons libres dans lequel circulaient les photons. Or, les photons interagissent fortement avec les électrons via le phénomène de **diffusion Compton** de manière similaire à leur diffusion par les atomes d'oxygène (diffusion de Rayleigh, cf. Chap. 9) ou par les gouttelettes d'eau dans l'atmosphère (diffusion de Mie, cf. Chap. 9). Les énergies accessibles aux photons diffusés dépendent des angles de diffusion et de la masse des électrons. **La distribution en énergie des photons s'étend donc sur une large gamme et forme un spectre continu. On peut montrer que la forme du spectre correspondant est celle d'un corps noir.**

Au cours de son expansion l'Univers refroidit et les photons perdent de l'énergie jusqu'à devenir incapables d'ioniser l'hydrogène ($E < 13,6$ eV) et l'Univers devient d'un coup transparent à la lumière. Cette transition marque la fin de l'époque où les photons sont continuellement diffusés par les électrons. On parle de **surface de dernière diffusion**, qui est la "tranche" d'Univers affectée la dernière fois par des diffusions. Cette surface correspond au moment où on observe un **découplage** des photons et des électrons, puisqu'ils n'interagissent plus.

Pour que les photons ne puissent plus ioniser l'hydrogène, leur énergie doit être plus petite que $E = 13,6$ eV. L'énergie moyenne des photons dans une radiation de corps noir est $E \sim 3k_B T$, où $k_B = 8,62 \times 10^{-5}$ eV K⁻¹, qui permet d'estimer la température de corps noir de l'Univers lors du découplage :

$$T \sim \frac{13,6}{3 k_B} \sim 50\,000 \text{ K} \quad (13.22)$$

En pratique, il faudrait tenir compte de la distribution exacte en énergie et pas seulement de la valeur moyenne. Le calcul fait intervenir des notions de thermodynamique et de physique quantique et montre que **lors du découplage entre les photons et la matière, la température de corps noir de l'Univers est plutôt de l'ordre de $T = 3\,000$ K**. On peut par ailleurs montrer que la densité d'énergie sous forme de radiation, ρ_{rad} , évolue avec le facteur d'expansion de l'Univers, $a(t)$:

$$\rho_{\text{rad}} \propto \frac{1}{a(t)^4}. \quad (13.23)$$

Cette énergie correspond à la densité d'énergie du corps noir cosmologique, c'est-à-dire $\rho_{\text{rad}} = (4\sigma_{SB}/c) T^4$. On a donc une relation fondamentale entre la température de corps noir de l'Univers et son facteur d'expansion

$$\boxed{T \propto \frac{1}{a(t)} = 1 + z} \quad (13.24)$$

On sait par ailleurs que la température de corps noir observé maintenant, à $z = 0$ est de 2,73 K. Le redshift auquel intervient le découplage est donc $z = 3\,000/2,73 \sim 1\,100$. A cette époque, l'Univers est donc 1100 fois plus petit que maintenant. Son âge est de 350 000 ans. L'évolution de la température de corps noir du fond de rayonnement cosmologique est donc

$$T(z) = 2,73 \times (1 + z), \quad (13.25)$$

puisque à $z = 0$ $T = 2,73$ K.

On fera attention de ne pas confondre l'époque du **découplage** photons-matière, dont nous venons de parler et l'époque de **réionisation** qui correspond à l'ionisation de l'hydrogène neutre par l'allumage des premières étoiles et par les quasars. Le redshift de l'époque de réionisation est bien plus proche de nous et est estimé être dans la gamme $6 < z < 11$.

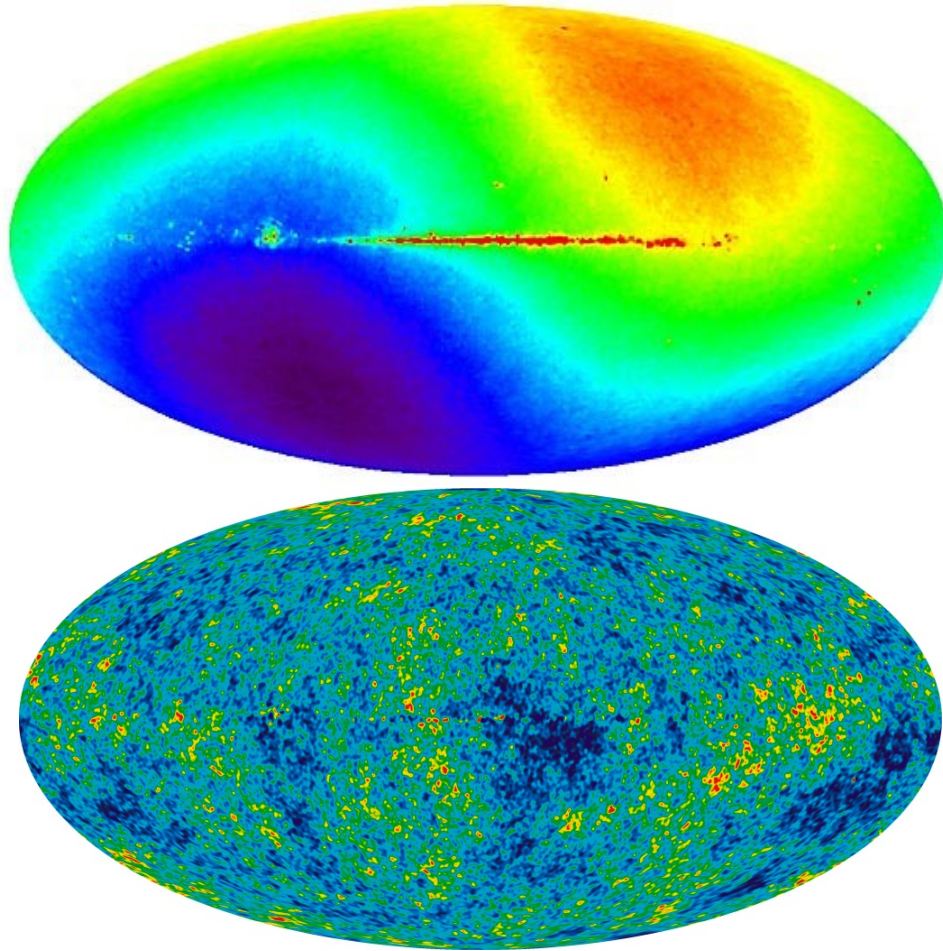


FIGURE 13.4 – **En haut** : observation du fond de rayonnement cosmologique par le satellite WMAP. Les coordonnées utilisées sont les coordonnées galactiques. Le "dipole" est clairement visible et montre la direction vers laquelle se déplace la Voie Lactée, dont le plan est bien visible de gauche à droite de la figure. **En bas** : après soustraction du dipole et de la Voie Lactée, la température moyenne du fond cosmologique peut être mesurée. Le code de couleur utilisé ici du bleu vers le rouge montre des écarts de température aussi petits que 10^{-5} autour d'une moyenne de $T=2,73$ K (Crédit : D. Spergel et WMAP Team).

La figure 13.4 montre les données les plus récentes du fond de rayonnement cosmologique, obtenues par le satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). Pour avoir accès à l'image du fond de rayonnement cosmique, il a été nécessaire de soustraire la structure en "**dipole**" due au mouvement de notre Galaxie par rapport au fond de ciel. En effet, la longueur d'onde observée du fond cosmologique est légèrement décalée vers le rouge dans une direction opposée au mouvement de la Voie Lactée et vers le bleu dans la direction du mouvement. Ce changement de couleur correspond aussi à un changement apparent de température. Il permet de déterminer que la Voie Lactée se déplace à une vitesse de 627 km s^{-1} par rapport au fond cosmologique. Une fois soustrait le "dipole" il est ensuite nécessaire de soustraire le rayonnement de la Voie Lactée elle-même avant de pouvoir mesurer la véritable température du fond cosmologique. Ce rayonnement de corps noir a une température moyenne $T = 2,73$ K dans toutes les directions d'observations, mais montre aussi de petites structures de très faible amplitude ($\Delta T/T \sim 10^{-5}$) dont la distribution spatiale nous donne des informations cruciales sur les paramètres cosmologiques. Le satellite WMAP (NASA) qui a produit les mesures de la figure 13.4 ainsi que le satellite Planck (ESA) dont les résultats sont attendus pour 2011-2012 sont entièrement dédiés à l'étude de ces anisotropies.

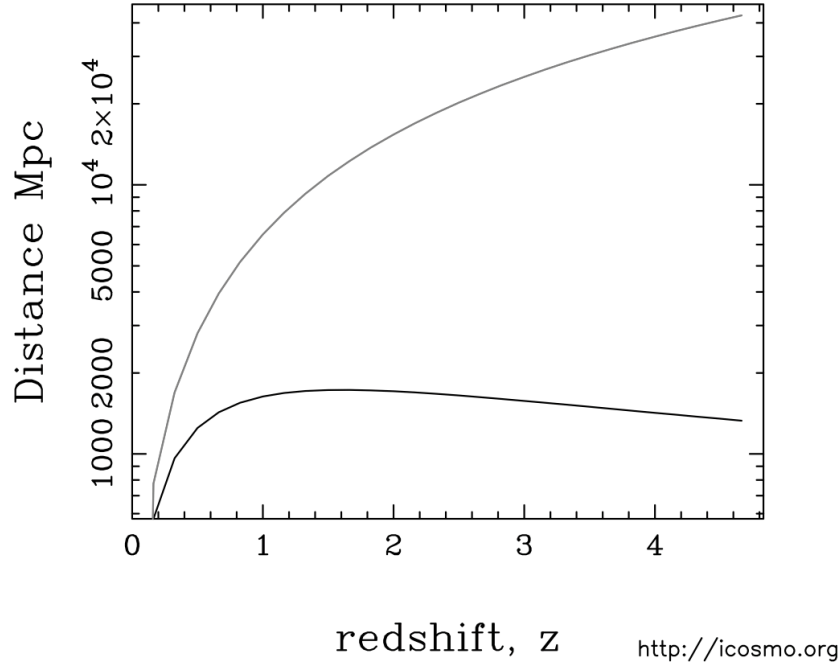


FIGURE 13.5 – Distances "luminosité" (courbe supérieure) et "distance diamètre angulaire" (courbe inférieure) en fonction du redshift. L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique. (Crédit : Initiative for Cosmology team).

13.3 Distances en cosmologie

En cosmologie, mesurer la distance entre deux points nécessite de tenir compte de l'expansion de l'Univers entre les époques (redshifts) correspondant à ces points. Il faut donc faire intervenir un modèle cosmologique décrivant l'expansion. Les détails des calculs dépassent le cadre de ce cours mais nous pouvons néanmoins retenir la définition des distances.

13.3.1 Définition des distances

Il existe plusieurs façons de mesurer des distances. Deux d'entre elles partent soit du flux apparent que l'on reçoit des objets lointains, soit de leur diamètre apparent. On définit ainsi

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}, \quad (13.26)$$

appelé **distance luminosité**, où L est la luminosité de l'objet auquel on mesure la distance D_L et où F est le flux lumineux mesuré. De manière similaire, on peut définir

$$D_A = \sqrt{\frac{\pi R^2}{\omega}}, \quad (13.27)$$

appelée **distance diamètre angulaire**, où R est le rayon apparent de l'objet et ω l'angle solide qu'il sous-tend. Ces deux distances ne sont pas égales. La relation entre les deux dépend du redshift :

$$D_L(z) = (1+z)^2 \times D_A(z). \quad (13.28)$$

Bien que différentes, les deux distances ne sont pas incompatibles, à condition de toujours considérer les bonnes définitions. La première concerne la "dilution" des flux lumineux lors de l'expansion de

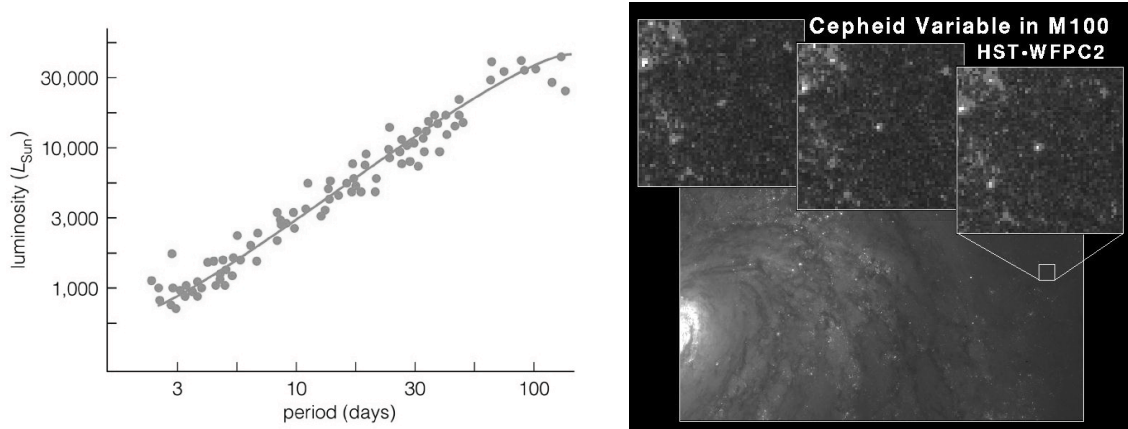


FIGURE 13.6 – **A gauche** : relation période-luminosité pour des étoiles Céphéides proches (Crédit : Addison Wesley). **A droite** : 3 observations d'une même Céphéide dans la galaxie M 100, par le télescope spatial Hubble (Crédit : HST key project team)

l'Univers, alors que la deuxième est purement géométrique. On note d'ores-et-déjà que les flux et les tailles angulaires ne se comportent pas de la même façon vis-à-vis de l'expansion de la métrique.

La figure 13.5 montre la différence entre les deux distances. On notera non seulement que les deux courbes ne coïncident qu'à très bas redshift, mais aussi que la distance "diamètre angulaire" diminue à partir de $z \sim 1,5$. Un même objet pourra donc paraître angulairement plus grand à grand redshift qu'à un redshift plus bas.

13.3.2 Les chandelles standard

Mesurer des distances en cosmologie reste un problème difficile. Pour des petites distances, la loi de Hubble permet d'estimer les distances à partir des vitesses de fuite, à condition de connaître le paramètre H_0 .

Il existe nombre de méthodes pour mesurer H_0 . Les plus répandues font intervenir des **chandelles standard**, c'est-à-dire des astres pour lesquels on connaît précisément la luminosité absolue. La mesure de la luminosité apparente de ces mêmes objets alors donne directement une estimation de la distance, via la formule du **module de distance**, déjà vue au chapitre 3.

$$m - M = 5 \log d - 5 \quad (13.29)$$

où m et M sont les magnitudes apparentes et absolue et d est la distance, exprimée ici en parsecs. Les chandelles standard les plus utilisées sont les étoiles du type Céphéides et les supernovae de type Ia.

Les étoiles Céphéides sont des étoiles pulsantes dont l'éclat varie au cours du temps de façon presque parfaitement périodique. Ces étoiles possèdent la propriété importante d'avoir leur période de pulsation très bien corrélée avec leur magnitude absolue, au moins en première approximation. Ce sont aussi des étoiles très brillantes, ce qui permet de les observer même dans des galaxies autres que la Voie Lactée. Les périodes de pulsation observées vont de 1 jour à quelques semaines, les amplitudes de variation sont de l'ordre de une magnitude. Les Céphéides les plus brillantes ont une magnitude absolue de $M_V \sim -6$. Le télescope spatial Hubble est capable de mesurer les variations lumineuses d'étoiles de magnitude apparente jusqu'à environ $m_V \sim 24$, ce qui rend les Céphéides mesurables jusqu'à des distances de 10 Mpc.

La figure 13.6 montre la **relation période-luminosité** pour les étoiles Céphéides ainsi que l'observation de l'une d'entre elles, dans la galaxie spirale M 100. En mesurant la vitesse de fuite d'un échantillon de galaxies proches et, dans chacune, les périodes d'un échantillon de Céphéides, il est

possible d'estimer le paramètre de Hubble, H_0 . En effet, la mesure des périodes des Céphéides donne une indication de la distance à celles-ci, via leur magnitudes absolues.

Les supernovae de type Ia consistent également en une catégorie importante de chandelles standard. Le principe de leur utilisation pour mesurer des distances est le même que pour les Céphéides, mais c'est cette fois-ci la magnitude absolue au maximum de brillance qui sert de chandelle. Les supernovae de type Ia ont en effet la propriété d'atteindre toujours la même luminosité maximum après leur explosion, avant de faiblir à nouveau avant de disparaître. Ce maximum est de $M_V \sim -19$, donc 13 magnitudes plus brillant que les Céphéides les plus brillantes. On peut donc voir les supernovae beaucoup plus loin que les Céphéides. Elles donnent accès à des mesures de distances bien plus grandes. En revanche, les supernovae sont rares et éphémères, et nécessitent un effort observationnel particulièrement soutenu. Une fois une supernova découverte, le principe de la mesure est simple : on mesure le pic d'intensité observé (magnitude apparente du pic) juste après l'explosion et on compare sa valeur à la magnitude absolue de $M_V = -19$. L'utilisation du module de distance donne immédiatement la distance à la supernova et donc aussi à la galaxie qui la contient. C'est cette méthode qui, en 1998, donna lieu à la découverte du fait que l'Univers est en expansion accélérée et que le taux d'accélération diminue. Cette observation a suscité une vive réaction de la communauté astronomique car elle implique qu'il existe une forme inconnue d'énergie répulsive qui contrebalance suffisamment la gravité pour favoriser le mouvement d'expansion.

Annexes

Main-Sequence Stars (Luminosity Class V)									
Sp. Type	T_e (K)	$L/L_\odot$	$R/R_\odot$	$M/M_\odot$	M_{bol}	BC	M_V	$U - B$	$B - V$
O5	44500	790000	15	60	-10.1	-4.40	-5.7	-1.19	-0.33
O6	41000	420000	13	37	-9.4	-3.93	-5.5	-1.17	-0.33
O7	38000	260000	—	—	-8.9	-3.68	-5.2	-1.15	-0.32
O8	35800	170000	11	23	-8.4	-3.54	-4.9	-1.14	-0.32
O9	33000	97000	—	—	-7.8	-3.33	-4.5	-1.12	-0.31
B0	30000	52000	8.4	17.5	-7.1	-3.16	-4.0	-1.08	-0.30
B1	25400	16000	—	—	-5.9	-2.70	-3.2	-0.95	-0.26
B2	22000	5700	—	—	-4.7	-2.35	-2.4	-0.84	-0.24
B3	18700	1900	4.2	7.6	-3.5	-1.94	-1.6	-0.71	-0.20
B5	15400	830	4.1	5.9	-2.7	-1.46	-1.2	-0.58	-0.17
B6	14000	500	—	—	-2.1	-1.21	-0.9	-0.50	-0.15
B7	13000	320	—	—	-1.6	-1.02	-0.6	-0.43	-0.13
B8	11900	180	3.2	3.8	-1.0	-0.80	-0.2	-0.34	-0.11
B9	10500	95	—	—	-0.3	-0.51	+0.2	-0.20	-0.07
A0	9520	54	2.7	2.9	+0.3	-0.30	+0.6	-0.02	-0.02
A1	9230	35	—	—	+0.8	-0.23	+1.0	+0.02	+0.01
A2	8970	26	—	—	+1.1	-0.20	+1.3	+0.05	+0.05
A3	8720	21	—	—	+1.3	-0.17	+1.5	+0.08	+0.08
A5	8200	14	1.9	2.0	+1.7	-0.15	+1.9	+0.10	+0.15
A7	7850	10.5	—	—	+2.1	-0.12	+2.2	+0.10	+0.20
A8	7580	8.6	—	—	+2.3	-0.10	+2.4	+0.09	+0.25
F0	7200	6.5	1.6	1.6	+2.6	-0.09	+2.7	+0.03	+0.30
F2	6890	3.2	—	—	+3.4	-0.11	+3.5	0.00	+0.35
F5	6440	2.9	1.4	1.4	+3.5	-0.14	+3.6	-0.02	+0.44
F8	6200	2.1	—	—	+3.8	-0.16	+4.0	+0.02	+0.52

Main-Sequence Stars (Luminosity Class V)									
Sp. Type	T_e (K)	$L/L_\odot$	$R/R_\odot$	$M/M_\odot$	M_{bol}	BC	M_V	$U - B$	$B - V$
G0	6030	1.5	1.1	1.05	+4.2	-0.18	+4.4	+0.06	+0.58
G2	5860	1.1	—	—	+4.5	-0.20	+4.7	+0.12	+0.63
Sun ^a	5780	1.00	1.00	1.00	+4.64	-0.19	+4.83	+0.17	+0.68
Sun ^b	5770	1.00	1.00	1.00	+4.76	-0.07	+4.83	+0.16	+0.64
G5	5770	0.79	0.89	0.92	+4.9	-0.21	+5.1	+0.20	+0.68
G8	5570	0.66	—	—	+5.1	-0.40	+5.5	+0.30	+0.74
K0	5250	0.42	0.79	0.79	+5.6	-0.31	+5.9	+0.45	+0.81
K1	5080	0.37	—	—	+5.7	-0.37	+6.1	+0.54	+0.86
K2	4900	0.29	—	—	+6.0	-0.42	+6.4	+0.64	+0.91
K3	4730	0.26	—	—	+6.1	-0.50	+6.6	+0.80	+0.96
K4	4590	0.19	—	—	+6.4	-0.55	+7.0	—	+1.05
K5	4350	0.15	0.68	0.67	+6.7	-0.72	+7.4	+0.98	+1.15
K7	4060	0.10	—	—	+7.1	-1.01	+8.1	+1.21	+1.33
M0	3850	0.077	0.63	0.51	+7.4	-1.38	+8.8	+1.22	+1.40
M1	3720	0.061	—	—	+7.7	-1.62	+9.3	+1.21	+1.46
M2	3580	0.045	0.55	0.40	+8.0	-1.89	+9.9	+1.18	+1.49
M3	3470	0.036	—	—	+8.2	-2.15	+10.4	+1.16	+1.51
M4	3370	0.019	—	—	+8.9	-2.38	+11.3	+1.15	+1.54
M5	3240	0.011	0.33	0.21	+9.6	-2.73	+12.3	+1.24	+1.64
M6	3050	0.0053	—	—	+10.3	-3.21	+13.5	+1.32	+1.73
M7	2940	0.0034	—	—	+10.8	-3.46	+14.3	+1.40	+1.80
M8	2640	0.0012	0.17	0.06 ^c	+11.9	-4.1	+16.0	+1.53	+1.93

FIGURE 13.7 – Principaux paramètres stellaires pour des étoiles de la séquence principale.

Giant Stars (Luminosity Class III)									
Sp. Type	T_e (K)	$L/L_\odot$	$R/R_\odot$	$M/M_\odot$	M_{bol}	BC	M_V	$U - B$	$B - V$
O5	42500	990000	18	—	-10.3	-4.05	-6.3	-1.18	-0.32
O6	39500	650000	—	—	-9.9	-3.80	-6.1	-1.17	-0.32
O7	37000	440000	—	—	-9.5	-3.58	-5.9	-1.14	-0.32
O8	34700	340000	—	—	-9.2	-3.39	-5.8	-1.13	-0.31
O9	32000	220000	—	—	-8.7	-3.13	-5.6	-1.12	-0.31
B0	29000	110000	13	20	-8.0	-2.88	-5.1	-1.08	-0.29
B1	24000	39000	—	—	-6.8	-2.43	-4.4	-0.97	-0.26
B2	20300	17000	—	—	-5.9	-2.02	-3.9	-0.91	-0.24
B3	17100	5000	—	—	-4.6	-1.60	-3.0	-0.74	-0.20
B5	15000	1800	6.3	7	-3.5	-1.30	-2.2	-0.58	-0.17
B6	14100	1100	—	—	-2.9	-1.13	-1.8	-0.51	-0.15
B7	13200	700	—	—	-2.5	-0.97	-1.5	-0.44	-0.13
B8	12400	460	—	—	-2.0	-0.82	-1.2	-0.37	-0.11
B9	11000	240	—	—	-1.3	-0.71	-0.6	-0.20	-0.07
A0	10100	106	3.4	4	-0.4	-0.42	+0.0	-0.07	-0.03
A1	9480	78	—	—	-0.1	-0.29	+0.2	+0.07	+0.01
A2	9000	65	—	—	+0.1	-0.20	+0.3	+0.06	+0.05
A3	8600	53	—	—	+0.3	-0.17	+0.5	+0.10	+0.08
A5	8100	43	3.3	—	+0.6	-0.14	+0.7	+0.11	+0.15
A7	7650	29	—	—	+1.0	-0.10	+1.1	+0.11	+0.22
A8	7450	26	—	—	+1.1	-0.10	+1.2	+0.10	+0.25
F0	7150	20	2.9	—	+1.4	-0.11	+1.5	+0.08	+0.30
F2	6870	17	—	—	+1.6	-0.11	+1.7	+0.08	+0.35
F5	6470	17	3.3	—	+1.6	-0.14	+1.6	+0.09	+0.43
F8	6150	—	—	—	—	-0.16	—	+0.10	+0.54
G0	5850	34	5.7	1.0	+0.8	-0.20	+1.0	+0.21	+0.65
G2	5450	40	—	—	+0.6	-0.27	+0.9	+0.39	+0.77
G5	5150	43	8.3	1.1	+0.6	-0.34	+0.9	+0.56	+0.86
G8	4900	51	—	—	+0.4	-0.42	+0.8	+0.70	+0.94
K0	4750	60	11	1.1	+0.2	-0.50	+0.7	+0.84	+1.00
K1	4600	69	—	—	+0.1	-0.55	+0.6	+1.01	+1.07
K2	4420	79	—	—	-0.1	-0.61	+0.5	+1.16	+1.16
K3	4200	110	—	—	-0.5	-0.76	+0.3	+1.39	+1.27
K4	4000	170	—	—	-0.9	-0.94	0.0	—	+1.38
K5	3950	220	32	1.2	-1.2	-1.02	-0.2	+1.81	+1.50
K7	3850	280	—	—	-1.5	-1.17	-0.3	+1.83	+1.53

Giant Stars (Luminosity Class III)									
Sp. Type	T_e (K)	$L/L_\odot$	$R/R_\odot$	$M/M_\odot$	M_{bol}	BC	M_V	$U - B$	$B - V$
M0	3800	330	42	1.2	-1.6	-1.25	-0.4	+1.87	+1.56
M1	3720	430	—	—	-1.9	-1.44	-0.5	+1.88	+1.58
M2	3620	550	60	1.3	-2.2	-1.62	-0.6	+1.89	+1.60
M3	3530	700	—	—	-2.5	-1.87	-0.6	+1.88	+1.61
M4	3430	880	—	—	-2.7	-2.22	-0.5	+1.73	+1.62
M5	3330	930	92	—	-2.8	-2.48	-0.3	+1.58	+1.63
M6	3240	1070	—	—	-2.9	-2.73	-0.2	+1.16	+1.52

FIGURE 13.8 – Principaux paramètres stellaires pour des étoiles géantes.

Supergiant Stars (Luminosity Class Approximately Iab)									
Sp. Type	T_e (K)	$L/L_\odot$	$R/R_\odot$	$M/M_\odot$	M_{bol}	BC	M_V	$U - B$	$B - V$
O5	40300	1100000	22	70	-10.5	-3.87	-6.6	-1.17	-0.31
O6	39000	900000	21	40	-10.2	-3.74	-6.5	-1.16	-0.31
O7	35700	710000	—	—	-10.0	-3.48	-6.5	-1.14	-0.31
O8	34200	620000	22	28	-9.8	-3.35	-6.5	-1.13	-0.29
O9	32600	530000	—	—	-9.7	-3.18	-6.5	-1.13	-0.27
B0	26000	260000	25	25	-8.9	-2.49	-6.4	-1.06	-0.23
B1	20800	150000	—	—	-8.3	-1.87	-6.4	-1.00	-0.19
B2	18500	110000	—	—	-8.0	-1.58	-6.4	-0.94	-0.17
B3	16200	76000	—	—	-7.6	-1.26	-6.3	-0.83	-0.13
B5	13600	52000	41	20	-7.2	-0.95	-6.2	-0.72	-0.10
B6	13000	49000	—	—	-7.1	-0.88	-6.2	-0.69	-0.08
B7	12200	44000	—	—	-7.0	-0.78	-6.2	-0.64	-0.05
B8	11200	40000	—	—	-6.9	-0.66	-6.2	-0.56	-0.03
B9	10300	35000	—	—	-6.7	-0.52	-6.2	-0.50	-0.02
A0	9730	35000	66	16	-6.7	-0.41	-6.3	-0.38	-0.01
A1	9230	35000	—	—	-6.7	-0.32	-6.4	-0.29	+0.02
A2	9080	36000	—	—	-6.7	-0.28	-6.5	-0.25	+0.03
A3	8770	35000	—	—	-6.7	-0.21	-6.5	-0.14	+0.06
A5	8510	35000	86	13	-6.7	-0.13	-6.6	-0.07	+0.09
A7	8150	33000	—	—	-6.7	-0.06	-6.6	0.00	+0.12
A8	7950	32000	—	—	-6.6	-0.03	-6.6	+0.11	+0.14
F0	7700	32000	100	12	-6.6	-0.01	-6.6	+0.15	+0.17
F2	7350	31000	—	—	-6.6	0.00	-6.6	+0.18	+0.23
F5	6900	32000	130	10	-6.6	-0.03	-6.6	+0.27	+0.32
F8	6100	31000	—	—	-6.6	-0.09	-6.5	+0.41	+0.56
G0	5550	30000	190	10	-6.6	-0.15	-6.4	+0.52	+0.76
G2	5200	29000	—	—	-6.5	-0.21	-6.3	+0.63	+0.87
G5	4850	29000	240	12	-6.5	-0.33	-6.2	+0.83	+1.02
G8	4600	29000	—	—	-6.5	-0.42	-6.1	+1.07	+1.15
K0	4420	29000	290	13	-6.5	-0.50	-6.0	+1.17	+1.24
K1	4330	30000	—	—	-6.6	-0.56	-6.0	+1.28	+1.30
K2	4250	29000	—	—	-6.5	-0.61	-5.9	+1.32	+1.35
K3	4080	33000	—	—	-6.6	-0.75	-5.9	+1.60	+1.46
K4	3950	34000	—	—	-6.7	-0.90	-5.8	—	+1.53
K5	3850	38000	440	13	-6.8	-1.01	-5.8	+1.80	+1.60
K7	3700	41000	—	—	-6.9	-1.20	-5.7	+1.84	+1.63

Supergiant Stars (Luminosity Class Approximately Iab)									
Sp. Type	T_e (K)	$L/L_\odot$	$R/R_\odot$	$M/M_\odot$	M_{bol}	BC	M_V	$U - B$	$B - V$
M0	3650	41000	510	13	-6.9	-1.29	-5.6	+1.90	+1.67
M1	3550	44000	—	—	-7.0	-1.38	-5.6	+1.90	+1.69
M2	3450	55000	660	19	-7.2	-1.62	-5.6	+1.95	+1.71
M3	3200	56000	—	—	-7.7	-2.13	-5.6	+1.95	+1.69
M4	2980	160000	—	—	-8.3	-2.75	-5.6	+2.00	+1.76
M5	2800	300000	2300	24	-9.1	-3.47	-5.6	+1.60	+1.80
M6	2600	450000	—	—	-9.5	-3.90	-5.6	—	—

Except for the stellar radii, the data in the foregoing tables were taken from Schmidt-Kaler (1982). The values of the stellar radii were calculated using

$$\frac{R}{R_\odot} = \left(\frac{T_\odot}{T} \right)^2 \sqrt{\frac{L}{L_\odot}}$$

FIGURE 13.9 – Principaux paramètres stellaires pour des étoiles super-géantes.

Physical Constants	
Gravitational constant	$G = 6.67259 \times 10^{-8} \text{ dyne cm}^2 \text{ g}^{-2}$
Speed of light (exact)	$c = 2.99792458 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
Planck's constant	$h = 6.6260755 \times 10^{-27} \text{ erg s}$
	$\hbar = h/2\pi$
	$= 1.05457266 \times 10^{-27} \text{ erg s}$
Boltzmann's constant	$k = 1.380658 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
Stefan-Boltzmann constant	$\sigma = 5.67051 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$
Radiation constant	$a = 4\sigma/c$
	$= 7.56591 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-4}$
Proton mass	$m_p = 1.6726231 \times 10^{-24} \text{ g}$
Neutron mass	$m_n = 1.674929 \times 10^{-24} \text{ g}$
Electron mass	$m_e = 9.1093897 \times 10^{-28} \text{ g}$
Hydrogen mass	$m_H = 1.673534 \times 10^{-24} \text{ g}$
Atomic mass unit	$1 \text{ u} = 1.6605402 \times 10^{-24} \text{ g}$
	$= 931.49432 \text{ MeV}/c^2$
Coulomb law constant (cgs)	$k_C \equiv 1$
	$= 8.9875518 \times 10^9 \text{ N m}^2 \text{ C}^{-2}$
Electric charge (cgs)	$e = 4.803206 \times 10^{-10} \text{ esu}$
	$= 1.60217733 \times 10^{-19} \text{ C}$
Electron volt	$1 \text{ eV} = 1.60217733 \times 10^{-12} \text{ erg}$
Avagadro's number	$N_A = 6.0221367 \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$
Gas constant	$R = 8.314510 \times 10^7 \text{ ergs mole}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Bohr radius	$a_0 = \hbar^2/m_e e^2$
	$= 5.29177249 \times 10^{-9} \text{ cm}$
Rydberg constant	$R_H = \mu e^4/4\pi\hbar^3 c$
	$= 1.09677585 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$

Data of Selected Major Satellites						
Satellite	Parent Planet	Mass (10^{25} g)	Radius (10^3 km)	Density (g cm^{-3})	Orbital Period (d)	Orbital Distance (10^3 km)
Moon	Earth	7.35	1.738	3.34	27.322	384.4
Io	Jupiter	8.92	1.815	3.55	1.769	421.6
Europa	Jupiter	4.87	1.569	3.04	3.551	670.9
Ganymede	Jupiter	14.9	2.631	1.93	7.155	1070
Callisto	Jupiter	10.8	2.400	1.83	16.689	1880
Titan	Saturn	13.5	2.575	1.88	15.945	1222
Triton	Neptune	2.14	1.355	2.05	5.877	354.8

Astronomical Constants	
Solar mass	$1 M_\odot = 1.989 \times 10^{33} \text{ g}$
Solar luminosity	$1 L_\odot = 3.826 \times 10^{33} \text{ ergs s}^{-1}$
Solar radius	$1 R_\odot = 6.9599 \times 10^{10} \text{ cm}$
Solar effective temperature	$T_\odot = 5770 \text{ K}$
Earth mass	$1 M_\oplus = 5.974 \times 10^{27} \text{ g}$
Earth radius	$1 R_\oplus = 6.378 \times 10^8 \text{ cm}$
Light year	$1 \text{ ly} = 9.4605 \times 10^{17} \text{ cm}$
Parsec	$1 \text{ pc} = 3.0857 \times 10^{18} \text{ cm}$
	$= 3.2616 \text{ ly}$
Astronomical unit	$1 \text{ AU} = 1.4960 \times 10^{13} \text{ cm}$
Sidereal day	$= 23^{\text{h}} 56^{\text{m}} 04.09054^{\text{s}}$
Solar day	$= 86400 \text{ s}$
Sidereal year	$= 3.155815 \times 10^7 \text{ s}$
Tropical year	$= 3.155693 \times 10^7 \text{ s}$

Planetary Physical Data						
Planet	Mass ($M_\oplus$)	Equatorial Radius ($R_\oplus$)	Average Density (g cm^{-3})	Sidereal Rotation Period (d)	Oblateness	Albedo
Mercury	0.0553	0.382	5.43	58.65	0.0	0.06
Venus	0.8150	0.949	5.25	243.01	0.0	0.77
Earth	1.0000	1.000	5.52	0.997	0.0034	0.30
Mars	0.1074	0.533	3.93	1.026	0.0052	0.15
Jupiter	317.894	11.19	1.33	0.414	0.0648	0.51
Saturn	95.184	9.46	0.71	0.444	0.1076	0.50
Uranus	14.537	4.01	1.24	0.718	0.030	0.66
Neptune	17.132	3.81	1.67	0.671	0.022	0.62
Pluto	0.0022	0.182	2.1	6.387	0.0	0.6

Planetary Orbital Data					
Planet	Semimajor Axis (AU)	Orbital Eccentricity	Sidereal Orbital Period (yr)	Orbital Inclination to Ecliptic ($^\circ$)	Equatorial Inclination to Orbit ($^\circ$)
Mercury	0.3871	0.2056	0.2408	7.004	7.0
Venus	0.7233	0.0068	0.6152	3.394	177.4
Earth	1.0000	0.0167	1.0000	0.000	23.45
Mars	1.5237	0.0934	1.8809	1.850	23.98
Jupiter	5.2028	0.0483	11.8622	1.308	3.08
Saturn	9.5388	0.0560	29.4577	2.488	26.73
Uranus	19.1914	0.0461	84.0139	0.774	97.92
Neptune	30.0611	0.0097	164.793	1.774	28.8
Pluto	39.5294	0.2482	248.54	17.148	122.46

FIGURE 13.10 – Constantes physiques et astrophysiques.