

# Naissance des étoiles

2 mai 2007

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>II</b>	<b>Le milieu interstellaire</b>	<b>9</b>
1	Les poussières interstellaires	11
2	Le gaz interstellaire	13
2.1	Hydrogène atomique . . . . .	13
2.2	Régions ionisées (HII) . . . . .	13
2.3	Hydrogène moléculaire . . . . .	14
<b>III</b>	<b>La formation d'une étoile</b>	<b>16</b>
<b>3</b>	<b>Fragmentation</b>	<b>18</b>
3.1	<i>Temps de chute libre</i> . . . . .	18
3.2	<i>Masse de Jeans</i> . . . . .	19
3.3	<i>Opacité</i> . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Naissance d'une étoile</b>	<b>22</b>
4.1	<i>Accrétion et réchauffement</i> . . . . .	22
4.2	<i>Théorème du Viriel</i> . . . . .	23
4.3	<i>Réactions nucléaires et fusion de l'hydrogène</i> . . . . .	24
4.3.1	<i>Chaîne proton-proton</i> . . . . .	25
4.3.2	<i>Cycle CNO</i> . . . . .	26
4.4	<i>Pression gravitationnelle</i> . . . . .	26
4.5	<i>Pressions cinétique, de dégénérescence et de radiation</i> . . . . .	27
4.5.1	<i>Pression cinétique</i> . . . . .	27
4.5.2	<i>Gaz dégénéré</i> . . . . .	27
4.5.3	<i>Pression de dégénérescence</i> . . . . .	28
4.5.4	<i>Pression de radiation</i> . . . . .	29
4.6	<i>Temps de Kelvin-Helmholtz</i> . . . . .	29
4.7	<i>Temps de combustion de l'hydrogène</i> . . . . .	29

---

<b>5</b>	<b>Etoiles T Tauri, objets de Herbig-Haro et régions HII</b>	<b>30</b>
5.1	<i>Disque</i> . . . . .	30
<b>IV</b>	<b>Diagramme de Hertzsprung-Russel</b>	<b>34</b>
<b>6</b>	<b>Propriétés physiques</b>	<b>37</b>
6.1	<i>Luminosité</i> . . . . .	37
6.2	<i>Magnitude</i> . . . . .	38
6.3	<i>Température effective</i> . . . . .	38
<b>7</b>	<b>Genèse et formation d'une étoile dans le diagramme HR</b>	<b>40</b>
7.1	<i>Réajustement de structure</i> . . . . .	41
7.2	<i>Luminosité-masse</i> . . . . .	42
<b>V</b>	<b>Conclusion</b>	<b>46</b>

Première partie

Introduction

---

La naissance des étoiles ou formation stellaire est un domaine de recherche actif en astrophysique qui consiste en l'étude des modes de formation des étoiles et des systèmes planétaires. Les étoiles en formation sont fréquemment appelées étoiles jeunes.

Un tel évènement correspond à l'apparition d'une sur-densité locale dans l'univers. Mais pour que ceci se produise, sous l'action de la gravité pense-t-on en général, encore faut-il qu'il y ait un germe, un grumeau, une fluctuation locale, quelque chose, qui amorce le processus. On estime que la naissance des premiers agrégats d'amas stellaires, premières proto-galaxies commencèrent un milliard d'années après le Big Bang.

Ensuite, les nuages (grumeaux dûs à la sur-densité locale) s'effondrent et se fragmentent encore. Chacun des sous-grumeaux, d'une masse qui peut aller de quelques masses solaires à quelques centaines de masses solaires, continue sa condensation. Comme il possède un moment cinétique, sa rotation s'accélère au fur et à mesure qu'il se condense. Il évolue et prend alors la forme d'une galette renflée en son centre : la nébuleuse primitive.

La partie centrale, qui concentre la plus grande partie de la masse, se condense de plus en plus vite, sa température s'élève en conséquence puisque de l'énergie gravitationnelle est libérée. Lorsque la température centrale atteint environ 14 millions de degrés, l'hydrogène commence à fusionner, ce qui produit de l'hélium avec un énorme dégagement d'énergie qui arrête la contraction : l'étoile est née...

D'abord occluse dans un cocon de gaz et de poussière, et donc invisible, la jeune étoile nettoie bien vite son environnement grâce au vent de particules qu'elle éjecte et à la pression de son rayonnement.

Autour, dans le disque en rotation, la matière s'agglomère aussi en grumeaux qui donneront les planètes. S'il s'agit d'une étoile de première génération, seuls hydrogène et hélium sont présents, et les planètes seront des géantes gazeuses. Mais s'il s'agit d'une naissance qui a lieu plus tard dans l'histoire universelle, alors que le milieu interstellaire a été enrichi par les noyaux lourds produits par les générations précédentes d'étoiles, alors O, Si, Fe, Al, ... sont également présents. De nos jours, le grumeau initial qui a donné naissance à l'amas d'étoiles est ce qu'on appelle un nuage moléculaire géant, car sa basse température permet à beaucoup d'atomes d'être combinés en molécules ; sa masse peut atteindre plusieurs  $10^6$  masses solaires, son diamètre 50pc (150 A.L.). Son opacité protège les fragiles édifices moléculaires du rayonnement UV des étoiles environnantes. Cette fois, des planètes rocheuses vont pouvoir se former sur lesquelles, peut-être, la vie pourra apparaître...

Une étoile est, en quelque sorte, une boule de gaz (essentiellement de l'hydrogène) à très haute température. Il est légitime de se demander alors comment cette boule

---

de gaz reste stable ?

On sait aujourd'hui que la stabilité des étoiles est due à l'action antagoniste de deux forces :

- la gravitation, qui tend à faire se contracter l'étoile ;
- la pression du gaz chaud qui tend à faire se dilater l'étoile.

Cet équilibre est stable, en raison du mécanisme suivant :

- si l'étoile commence à se dilater (la pression interne l'emporte), alors sa température interne va baisser ; en effet, l'accroissement d'énergie potentielle gravitationnelle se fait au détriment de l'énergie thermique. L'efficacité des réactions nucléaires va baisser, la pression interne diminue, et la gravitation va pouvoir reprendre le dessus : l'expansion est stoppée ;
- si au contraire la gravitation l'emporte, l'étoile se contracte, sa température augmente puisque de l'énergie gravitationnelle est libérée. Ceci accélère les réactions thermonucléaires qui à leur tour font monter la température et la pression interne : la contraction est stoppée.

Ce mécanisme stabilisateur est efficace tant que la température centrale peut être entretenue, c'est à dire tant que l'étoile dispose de combustible nucléaire. Pendant la plus grande partie de leur vie (c'est à dire pendant  $200 \cdot 10^9$  années pour les plus modestes étoiles, pendant quelques  $10^6$  années pour les plus massives), les étoiles "brûlent" de l'hydrogène et fabriquent des noyaux d'hélium.

Après cette phase stable, l'étoile rentre souvent dans une phase dite de géante rouge, qui voit son diamètre augmenter et sa température superficielle baisser. S'enchaîne à cela une phase où l'étoile expulse une partie de son enveloppe extérieure. La coquille ainsi formée, lorsque les couches profondes chaudes, mises à nu, l'inondent de rayonnement UV, donne ce que l'on appelle pour des raisons purement historiques une nébuleuse planétaire.

L'évolution d'une étoile massive est plus généralement une suite de phases stables de réactions thermonucléaires faisant intervenir des noyaux de plus en plus lourds, entrecoupées d'effondrements gravitationnels qui sont stoppés quand la "cendre" précédente devient à son tour "combustible". L'étoile prend peu à peu une structure en pelure d'oignon, avec de minces couches concentriques dévolues à la combustion résiduelle des divers noyaux atomiques ; au centre s'accumule un noyau de fer et de nickel...

Mais ceci a une fin : le fer ne peut être utilisé comme combustible dans une étoile ; en effet, la fusion de noyaux de fer consomme de l'énergie au lieu d'en produire. L'étoile massive qui est arrivée jusque là va se trouver brutalement amenée à suivre un scénario catastrophique, que l'on peut simplifier ainsi :

- 
- les couches internes privées de ressources énergétiques sont brutalement (en une fraction de seconde) écrasées par la gravitation ;
  - les couches externes, ainsi privées de support, se précipitent sur le noyau compact ;
  - "l'atterrissage" est d'une violence telle que la température monte à plusieurs milliards de degrés, et que l'énergie mécanique dégagée souffle littéralement les couches externes vers l'extérieur, détruisant l'étoile en une simple seconde. Dans ce temps très court, tous les éléments plus lourds que le fer, qui ont été synthétisés dans le choc, sont expulsés dans le milieu interstellaire environnant. Pendant quelques heures, la supernova est à elle seule plus brillante que toute la galaxie dans laquelle elle se trouve ;
  - le coeur, écrasé à son tour, devient une étoile à neutrons, ou, s'il est assez massif, un trou noir.

Dans le cadre de cet écrit, nous limitons nos propos à la naissance des étoiles, depuis l'effondrement d'un nuage de gaz interstellaire jusqu'à l'aube des premières réactions nucléaires. Nous esquissons ensuite, très sommairement, les évolutions stellaires qui en découlent au travers du diagramme de Hertzsprung-Russel.

Le fil conducteur, qui se veut littéral, peut être compris par tout lecteur, mais pour les plus avertis d'entre-eux, certaines notions physiques seront développées et/ou démontrées chaque fois que l'auteur trouvera cela nécessaire. Ce formalisme est indiqué par des caractères en italique et de couleur grisée et, le plus souvent, présenté dans une section de chapitre.

Bonne lecture !

Couverture : Le coeur de la nébuleuse d'Orion est une région de formation stellaire active. L'image en haute résolution permet d'apercevoir quelques globules gazeux denses qui, chacun, protège encore de la photo-érosion le résidu de son nuage, ainsi que des disques protoplanétaires. Crédit : Space Telescope Science Institute (STScI, NASA).

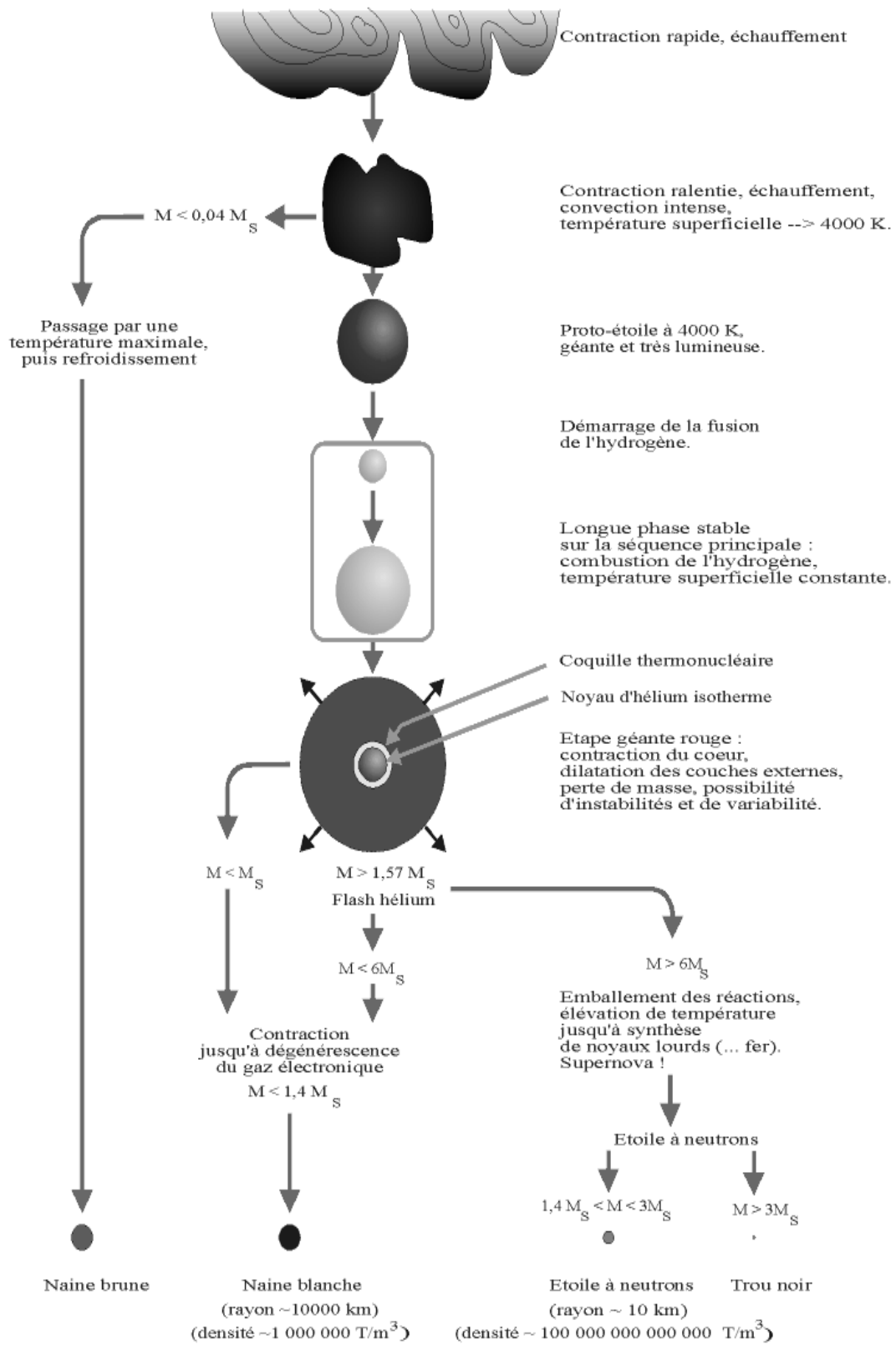


FIG. 1 – Evolution stellaire

Afin de faciliter la lecture et alléger le contenu de ce document, nous allons définir les quelques constantes ou variables qui seront utilisées tout au long des développements physiques.

Symbole	Nom	Valeur ou définition
M	Masse	[kg]
$m_i$	Masse de i	[kg]
M'	Magnitude absolue	
$m'_i$	Magnitude apparente	
T	Température	[K]
$t_i$	Température de i	[K]
$E_i$	Energie de i	[eV]
$\Omega$	Energie potentielle	[ev] ou [J]
R	Rayon ou distance	[m], [pc], [A.L.]
L	Luminosité	[W/m <sup>2</sup> ]
Q	Bilan énergétique	[eV]
N	Nombre de particules	
$\rho$	Densité	[kg/m <sup>3</sup> ]
G	Constante gravitationnelle	$6,67300 \cdot 10^{-11} [m^3 kg^{-1} s^{-2}]$
c	Vitesse de la lumière	299 792 458 [m/s]
a	Constante de densité de radiation	$7.566 \cdot 10^{-16} [J/K^4/m^3]$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	$4\sigma=ac$
A.L.	Année lumière	Distance parcourue par la lumière en une année
pc	Parsec	$3.086 \cdot 10^{13} [km]$
eV	Electron volt	$1 [eV] = 1.6 \cdot 10^{-19} [J]$
k	Contante de Boltzmann	$1,3806503 \cdot 10^{23} [m^2 kg s^{-2} K^{-1}]$
h	Contante de Planck	$6,626068 \cdot 10^{-34} [m^2 kg/s]$

Deuxième partie

**Le milieu interstellaire**

---

Dès la fin du XVIIIème siècle, les astronomes possesseurs des meilleurs instruments de l'époque ont pu distinguer des objets, d'allure non stellaire. Il s'agissait de petites taches floues, brillantes, ayant des dimensions et des formes variées. Evoquant à première vue de petits nuages, elles ont été nommées nébuleuses. Charles Messier, grand chasseur de comètes, en a dressé un catalogue, pour éviter de les confondre avec son gibier favori. Les objets y sont nommés par un M suivi du n° dans le catalogue. La nébuleuse d'Orion (M 42) est un bel exemple, de forme irrégulière. La nébuleuse d'Andromède (M 31) par contre montre une forme elliptique bien marquée. D'autres ont une magnifique forme spirale, et ont été nommées de ce fait nébuleuses spirales.

Après ces premières observations, les astronomes ont commencé à faire un classement de tous ces objets. Les choses ont évolué avec le perfectionnement des instruments, et la nature de ces objets a été comprise. Sous le terme nébuleuse avaient été regroupés des objets très différents, et la terminologie actuelle a changé. Le terme de nébuleuse est maintenant réservé aux objets formés de gaz et de poussières. Ce sont donc ceux-là qui font l'objet de ce qui suit. Les anciennes nébuleuses spirales ou elliptiques sont maintenant nommées galaxies.

Lorsque du gaz et des poussières se trouvent dans l'espace, ils peuvent intercepter la lumière des étoiles situées derrière qui ne nous parviendra plus. On aura l'impression qu'il n'y a rien dans cette zone du ciel. Ce sont les nébuleuses sombres. Mais le gaz et les poussières peuvent aussi briller par un mécanisme quelconque. On aura alors une nébuleuse brillante.

La différence essentielle entre les nébuleuses obscures et brillantes est la présence éventuelle à leur proximité d'étoiles chaudes et brillantes pour les illuminer. S'il y a de telles étoiles, la nébuleuse réfléchit leur lumière et brille elle-même. Sinon, c'est une nébuleuse obscure.

Outre ces nébuleuses visibles, on a détecté par des moyens plus subtils de la matière répartie entre les étoiles. Les énormes étendues qui séparent les étoiles sont constituées de ce que l'on appelle le milieu interstellaire, qui compte pour environ 10 pour cent de la masse totale de matière dans une galaxie, le reste se trouvant dans les étoiles. Ce milieu est essentiellement formé de gaz, mais aussi de poussières et de particules énergétiques, le tout étant immergé dans un champ magnétique. Il est en interaction permanente avec les étoiles qui y naissent, y vivent et y meurent. C'est également en son sein que se produisent les interactions chimiques qui donnent naissance à des molécules très complexes.

# Chapitre 1

## Les poussières interstellaires

La présence de matière dans les espaces interstellaires, déjà suggérée par l'existence de zones sombres dans le ciel, fut clairement démontrée par Robert Trumpler dans les années 1930. Cet astronome américain s'intéressait à la distance de certains amas d'étoiles. Pour les amas éloignés, la luminosité apparente était nettement plus faible que ce que l'effet de distance pouvait justifier. La lumière qui nous provenait de ces amas éloignés était donc atténuée lors de son trajet, ce qui ne pouvait s'expliquer que par la présence, dans des régions apparemment vides, d'un milieu qui absorbait la lumière ou la diffusait.

Nous savons maintenant que ce phénomène, appelé l'extinction interstellaire, est dû à la présence de poussières qui diffusent la lumière. Une partie du rayonnement qui nous provient des amas et de tous les astres éloignés en général est déviée de sa trajectoire et perdue pour nos télescopes, ce qui explique que la luminosité apparente des objets les plus lointains est plus faible que prévue.

Un deuxième phénomène associé à la présence de matière entre les étoiles est le rougissement interstellaire. Celui-ci est dû au fait que la diffusion et l'extinction dépendent fortement de la longueur d'onde et sont plus marquées dans le bleu que dans le rouge.

Bien qu'elles soient responsables des effets les plus visibles du milieu interstellaire, les poussières ne représentent qu'environ un pour cent de sa masse. Il a ainsi été mis en évidence qu'il s'agit surtout de petits grains solides dont les dimensions sont inférieures à un millionième de mètre. Ces grains sont composés essentiellement de carbone, d'oxygène, de silicium et de fer, et généralement entourés d'une fine enveloppe de glaces d'eau et d'ammoniac. Ces dernières substances semblent jouer un grand rôle dans la formation stellaire.

Les poussières se forment en fait dans le voisinage des étoiles en fin de vie, lorsque d'énormes quantités de matière sont éjectées, soit sous forme de vent stellaire, soit lors de l'explosion de supernovae. A bonne distance de l'étoile, la température est

suffisamment basse pour que la matière éjectée se retrouve sous forme d'atomes. La densité y est également assez élevée pour que ces atomes puissent s'associer et donner naissance à des molécules complexes, puis à de minuscules grains de poussières. Ceux-ci continuent alors à s'éloigner de l'étoile et finissent par se diluer dans le milieu interstellaire.



FIG. 1.1 – La nébuleuse de la Tête de Cheval (officiellement connue sous le nom de Barnard 33, dans la constellation d'Orion) est facilement reconnaissable par la forme en tête de cheval qui lui a donné son nom. En effet, derrière la nébuleuse se trouve de l'hydrogène qui, ionisé par l'étoile brillante proche Sigma Orionis, donne une couleur rouge. L'obscurité de la tête de cheval est causée par la présence d'un nuage dense de gaz et de poussière. Cette dernière absorbe fortement le rayonnement visible émis par le gaz ionisé d'arrière plan. À la base de la tête, on trouve de jeunes étoiles en cours de formation.

## Chapitre 2

# Le gaz interstellaire

Si les poussières ont un effet plus visible que le gaz, c'est ce dernier qui constitue 99 pour cent de la masse du milieu interstellaire. Suivant la température et la densité, le gaz, essentiellement de l'hydrogène, se trouve sous forme d'atomes, d'ions ou de molécules.

### 2.1 Hydrogène atomique

Les régions de température et de densité moyennes sont formées d'hydrogène atomique. Celui-ci présente une émission dans le domaine radio à une longueur d'onde de 21 centimètres. Ce rayonnement, lié à une interaction d'origine quantique entre le proton et l'électron qui forment un atome d'hydrogène, a été détecté pour la première fois en 1951.

D'abord des nuages froids à environ 100 kelvins, appelés régions HI. Ces nuages ont chacun une cinquantaine de masses solaires et une densité de l'ordre de plusieurs atomes par centimètre cube.

### 2.2 Régions ionisées (HII)

Aux alentours des étoiles en formation, le gaz est chauffé sous l'action du rayonnement stellaire, et ionisé (forme ionisée HII de l'hydrogène). Ainsi les électrons et protons ne sont alors plus associés au sein d'un atome, mais sont séparés et libres. Ces régions ont une température moyenne de 10 000 kelvins. Elles ne naissent que dans des environnements très particuliers. C'est par exemple le cas dans le voisinage des étoiles massives émettant de grandes quantités de rayons gamma ou bien dans des régions traversées par une onde de choc. Une autre possibilité concerne la matière éjectée lors d'une explosion de supernova. Les régions HII ne sont pas confinées sous leur propre gravitation, mais sont en expansion.

## 2.3 Hydrogène moléculaire

La dernière forme sous laquelle la matière interstellaire peut se présenter est le nuage moléculaire, dans lequel les atomes se sont associés pour former des molécules. La température de ces nuages se situe à une dizaine de degrés du zéro absolu et leur densité est de l'ordre du millier de molécules par centimètre cube. Constitués essentiellement d'hydrogène moléculaire ( $H_2$ ), ces nuages sont difficiles à observer. En effet, l'hydrogène sous forme de molécule n'émet pas de rayonnement facilement détectable. Il faut donc avoir recours à un autre constituant de ces nuages, le monoxyde de carbone (CO), qui émet un rayonnement à des longueurs d'onde de l'ordre du millimètre.

L'étude des nuages moléculaires a commencé au milieu des années 1970. Elle a révélé que la grande majorité de l'hydrogène moléculaire se trouve dans des nuages gigantesques dont la taille est comprise entre 10 et 100 parsecs. Ces nuages moléculaires géants ont une masse entre 100 000 et un million de masses solaires et l'on en dénombre environ 5000 dans notre galaxie.

D'autres observations ont révélé la présence de près d'une centaine de molécules différentes dans ces nuages. On y trouve de nombreuses molécules organiques, en particulier certaines qui sont essentielles à la vie. Les nuages moléculaires contiennent également des poussières. Du fait de leur densité relativement élevée, ces nuages sont opaques et apparaissent donc dans le ciel comme des zones sombre, des trous dans la distribution des étoiles.

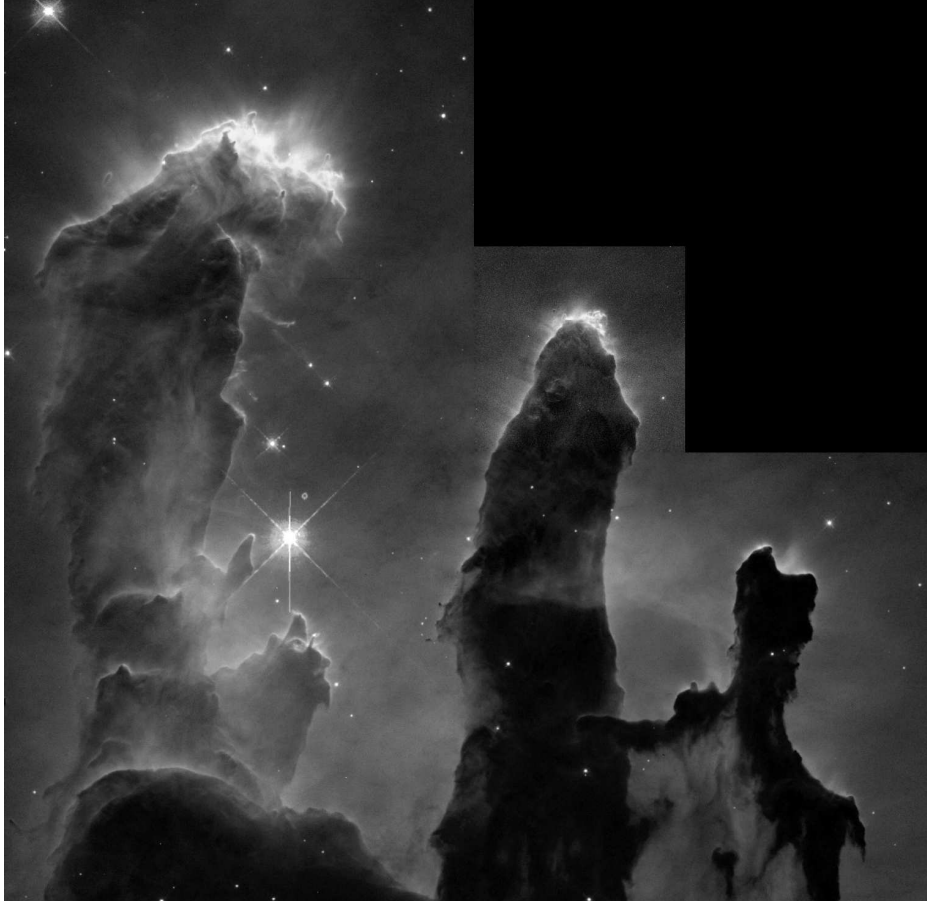


FIG. 2.1 – En Avril 1995, le Télescope Spatial Hubble a pris cette image du centre de la nébuleuse de l'Aigle. C'est une des images les plus connues prises par le HST. Elle montre des colonnes géantes d'hydrogène d'une longueur de plusieurs années lumière. Beaucoup d'étoiles sont en formation à l'intérieur de ces piliers géants qui sont soumis à un intense rayonnement de la part d'un grand nombre d'étoiles proches.

## Troisième partie

# La formation d'une étoile

Il peut paraître étonnant que des ensembles aussi énormes que les nuages moléculaires géants puissent exister car la force de gravité devrait les faire s'effondrer sur eux-mêmes. En fait, plusieurs processus interviennent pour assurer une relative stabilité. D'abord, les étoiles proches réchauffent le gaz des nuages, ce qui se traduit par une agitation des molécules, donc par une force de pression interne qui peut résister à l'effondrement. Ensuite, le nuage n'est pas immobile mais tourne sur lui-même. Les molécules de gaz sont de ce fait soumises à une force centrifuge qui les empêche de tomber vers le centre du nuage. Enfin, le champ magnétique interstellaire est également à l'origine d'une force contribuant à la stabilité.

Cette situation ne dure cependant pas éternellement car certains facteurs peuvent rompre l'équilibre et déclencher un effondrement gravitationnel. Une première possibilité est le passage du nuage dans une zone de haute densité de matière. Une autre cause possible est l'explosion d'une supernova. Cet événement donne lieu à une formidable onde de choc qui comprime violemment les régions qu'elle traverse et peut donc provoquer l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire géant. C'est d'ailleurs ce scénario qui est retenu pour expliquer la formation du Soleil.

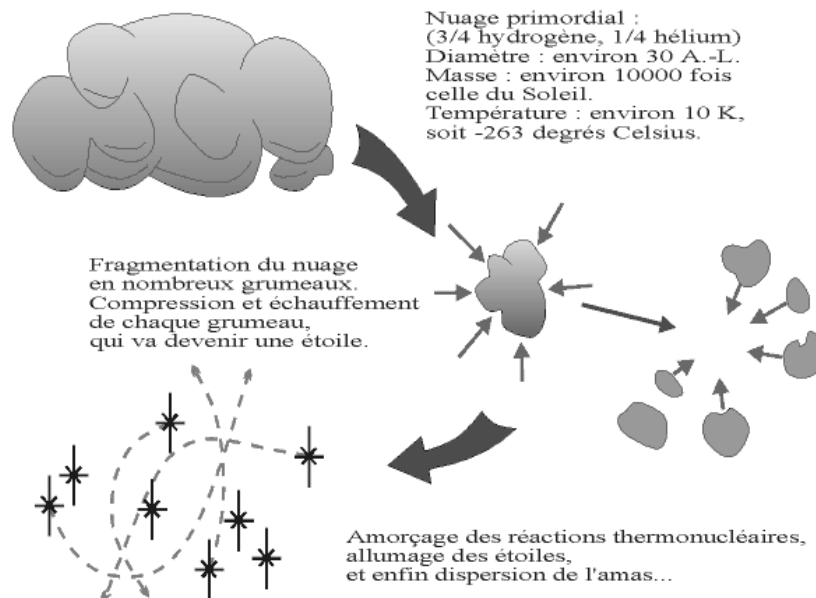


FIG. 2.2 – Schématisation de la fragmentation des nuages interstellaires en grumeaux, sous grumeaux, ... A ce stade de l'évolution présolaire, nous ne devons considérer la partie gauche inférieure du dessin.

## Chapitre 3

# Fragmentation

Une fois la stabilité rompue, un nuage moléculaire géant ne va pas simplement se contracter. Il commence d'abord par se fragmenter en blocs de plus en plus petits. Ce processus fut étudié par le physicien britannique James Jeans qui montra au début du siècle qu'un nuage de gaz soumis aux exigences opposées de la force de gravitation et de la pression interne finit par se contracter si sa masse est supérieure à un certain seuil, appelé la *masse de Jeans*. Ce seuil est d'autant plus faible que le nuage est dense et d'autant plus grand que la température est élevée. Ainsi, un nuage dense se contractera plus facilement qu'un nuage ténu, et, pour une densité donnée, un nuage froid s'effondrera plus aisément qu'un nuage chaud. La masse de Jeans dicte la taille des nuages susceptibles de s'effondrer et ce sont les variations de cette masse critique avec la température et la densité qui déterminent le déroulement des événements après la rupture de l'équilibre.

### 3.1 Temps de chute libre

*En supposant que le nuage s'effondre sans rencontrer de résistance, le temps de chute libre correspond à la durée d'effondrement sous l'effet de l'autogravitation du nuage. Le nuage parcourt son rayon sous son propre champ gravitationnel en une durée  $t$  qui vérifie :*

$$R = \frac{1}{2}gt^2$$

avec  $g = \frac{GM}{R^2}$ . Pour un corps autogravitant de masse  $M$  et de rayon  $R$ , l'analyse dimensionnelle impose :

$$t_d = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} = \sqrt{\frac{1}{G\rho}}$$

étant donné que  $M \propto R^3\rho$  et où  $\rho$  est la masse volumique moyenne du corps. Comme l'on considère seulement l'interaction gravitationnelle, en négligeant toute résistance, la température du nuage ne joue aucun rôle.

### 3.2 Masse de Jeans

Un nuage s'effondre si, perturbé, son énergie mécanique devient négative :

$$E_K + \Omega \leq 0$$

On en déduit une relation sur la masse limite du nuage, fonction de la température et de la densité. Une masse supérieure à cette masse limite va conduire à la contraction du nuage. On suppose le milieu homogène et uniforme, et donc le lien entre la masse  $M$  et le rayon  $R$  est simplement

$$M = \frac{3}{4}\pi R^3$$

On en déduit, dans le cas limite, l'inégalité sur les énergies cinétiques et potentielles :

$$\frac{3}{2} \frac{M}{m_h} kT \leq \frac{GM^2}{R}$$

Pour une raison de simplicité, et cela se fera très régulièrement dans les développements théoriques, ne considérons plus que la dépendance en fonction des variables. Ainsi, nous avons :

$$T \propto M^{\frac{3}{2}} \rho^{\frac{1}{3}}$$

On en déduit la masse limite du nuage, appelée Masse de Jeans, qui dépend de la température et de la densité du nuage selon :

$$M_{\text{Jeans}} \propto T^{\frac{2}{3}} \rho^{-\frac{1}{2}}$$

Plus le nuage est chaud, plus il doit être massif avant de s'effondrer : la pression cinétique l'aide à se maintenir. A contrario, plus il est dense, plus la masse de Jeans baisse, en raison d'un potentiel gravitationnel, attractif, croissant avec la masse.

A l'intérieur du nuage moléculaire géant dont l'équilibre vient d'être rompu, des blocs de la masse de Jeans deviennent indépendants de l'ensemble et commencent à se contracter. Au fur et à mesure de la compression, la densité s'accroît dans chacun de ces blocs, ce qui y fait baisser le seuil critique de Jeans. En conséquence, une nouvelle série de fragmentations commence et chacun des blocs se subdivise lui-même en nuages plus petits et plus denses. La masse de Jeans continue donc à baisser et ainsi de suite. Une succession de divisions se déroule qui donne naissance, à partir d'un nuage géant, à une grande quantité de fragments de plus en plus petits.

Le processus de fragmentation finit par s'arrêter. Jusqu'à présent, les nuages étaient transparents et le rayonnement pouvait donc s'échapper librement. C'est lui qui débarrassait le nuage de son surplus d'énergie. Mais à un certain moment, les blocs de gaz atteignent une densité suffisante pour devenir *opaques* et empêchent alors le rayonnement d'accomplir sa tâche d'élimination de l'excès d'énergie. Par conséquent, la température du nuage, qui était stable jusque là, commence à monter,

ce qui se traduit par une augmentation de la masse de Jeans. Les nuages les plus petits, apparus quand le seuil critique était au plus bas, sont alors trop peu massifs pour se fragmenter et tout le processus s'arrête.

### 3.3 Opacité

*Le coefficient d'opacité dépend de tous les processus empêchant le déplacement libre d'un photon dans la matière. Dans un nuage ou une (proto-)étoile, les processus les plus importants d'interaction entre les photons et la matière sont :*

- *Absorption bound-bound* : absorption d'un photon par un ion qui fait passer un électron d'un état lié à un autre état lié de plus haute énergie ;
- *Absorption bound-free* : un électron passe d'un état lié à un état libre du continuum. Cette absorption est aussi appelée photoionisation ;
- *Absorption free-free* : un électron du continuum passe à un autre état, de plus haute énergie, du continuum ;
- *Diffusion par les électrons libres* : le photon est diffusé par les électrons libres du gaz. On l'appelle aussi diffusion Compton ou, dans l'approximation non-relativiste, diffusion Thompson.

*Plusieurs auteurs ont déjà mentionné le fait que ce coefficient est dépendant de la température et principalement du taux d'hydrogène présent dans le nuage.*

*Aux masses volumiques très élevées, lorsque le gaz d'électrons est dégénéré, il faut tenir compte d'un processus supplémentaire de transfert d'énergie qui provient de la conduction par les électrons dégénérés.*

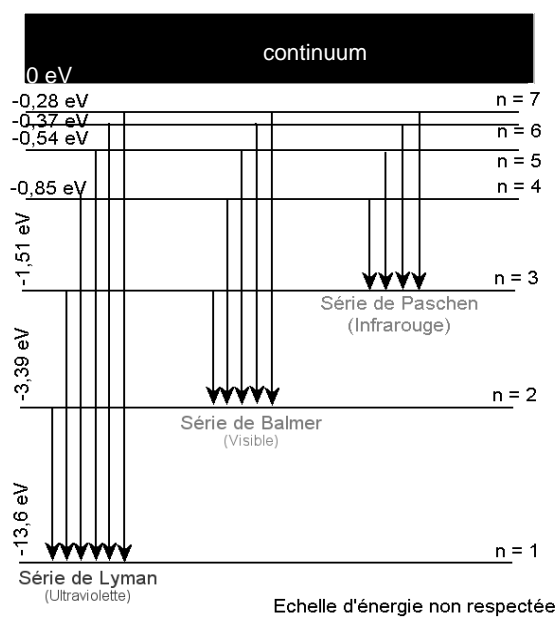


FIG. 3.1 – Représentation des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène.

## Chapitre 4

# Naissance d'une étoile

Lorsque la fragmentation s'arrête, chaque petit nuage de gaz est devenu une protoétoile qui continue à se *contracter et à s'échauffer* en convertissant son énergie gravitationnelle en énergie thermique. Le rayonnement peut encore partiellement s'échapper. La température reste donc modérée et la lumière de l'étoile se situe dans l'infrarouge. Mais la contraction continue et le gaz devient finalement opaque. La température de la protoétoile atteint alors plusieurs milliers de kelvins et l'astre se met à briller dans le domaine visible. Comme ses dimensions sont encore énormes, la protoétoile est alors extrêmement brillante. A ce stage de sa vie, le protosoleil était par exemple 100 fois plus brillant que de nos jours.

### 4.1 Accrétion et réchauffement

*Un modèle simple permet d'expliquer qu'avec un peu de matière et sans énergie, on peut construire un objet dense et chaud. Montrons que la contraction d'une masse  $M$  de gaz conduisant à un corps condensé de rayon  $R$  donne une température centrale variant comme  $M/R$ , d'autant plus élevée que le corps est massif et dense.*

*On suppose le nuage initialement très peu dense et très froid. Il ne possède ni énergie cinétique (il est trop froid), ni énergie potentielle d'interaction (la matière est beaucoup trop diluée). Résumons la situation par une énergie mécanique totale quasi nulle (plus précisément : ces énergies sont initialement totalement négligeables par rapport aux énergies cinétiques et potentielles à venir) :*

$$E_i = E_c + \Omega = 0 + 0 = 0$$

*Au final, dans un état condensé, l'énergie cinétique qui relate l'agitation thermique n'est plus négligeable. Si  $N$  atomes d'hydrogène sont concernés, l'énergie cinétique (thermique) vaut, à compter de  $\frac{3}{2}NkT$  par nucléon :*

$$E_c = \frac{3}{2}NkT$$

avec  $N = \frac{M}{m_h}$  L'énergie potentielle rend compte de la très énergique interaction gravitationnelle des atomes rassemblés. Cette énergie est négative, car l'interaction gravitationnelle est attractive. On se contente d'un ordre de grandeur, donné par l'analyse dimensionnelle :

$$\Omega \cong -\frac{GM^2}{R}$$

L'énergie totale s'exprime alors :

$$E_t \cong \frac{3M}{2m_h}kT - \frac{GM^2}{R}$$

Si l'énergie reste sous forme mécanique, le bilan d'énergie donne, entre les états initial et final :

$$E_i = E_t = 0$$

On en déduit l'ordre de grandeur de la température finale du corps formé par accréation, ici écrite via l'énergie thermique.

$$kT \cong \frac{GMm_h}{R}$$

Chaque atome d'hydrogène tombé dans le puits de potentiel stellaire a gagné en énergie thermique ce qu'il a perdu en énergie potentielle.

Nous nous apercevons qu'à partir d'une énergie totale nulle s'est construit un objet condensé, avec donc une énergie d'interaction potentielle gravitationnelle "très négative" (il faudrait dépenser beaucoup d'énergie pour redisperser cet objet), et une énergie cinétique "très positive". Dans ce qui précède, nous avons négligé toute forme d'énergie autre que mécanique... et cette hypothèse n'est pas tenable. Le corps s'échauffant, il est amené à rayonner. Le théorème du viriel met ceci en musique. Il ne remet pas en cause l'ordre de grandeur établi, mais précise juste les conditions de conservation de l'énergie.

## 4.2 Théorème du Viriel

Par rapport au modèle d'effondrement purement mécanique, il faut tenir compte du rayonnement de la proto-étoile qui s'effondre et s'échauffe. Le théorème du Viriel montre que la moitié seulement de l'énergie gagnée par l'effondrement est convertie en énergie thermique, l'autre moitié est directement rayonnée par l'objet condensé qui se réchauffe.

Le modèle étudié précédemment suppose, à juste titre, la conservation de l'énergie, mais à tort que toute cette énergie est sous forme mécanique. Le milieu qui se densifie s'échauffe, et rayonne de l'énergie. Le théorème du viriel énonce que l'énergie interne thermique ne représente que la moitié de l'énergie interne gravitationnelle : un bilan énergétique vers un état à l'équilibre hydrostatique implique que la moyenne

de l'énergie interne est évacuée par radiation. Lors de la formation d'une étoile, il y a échauffement et obligatoirement perte d'énergie par radiation, à parts égales :  $E_k = E_{rad}$ .

On peut donc réécrire la loi de conservation de l'énergie :

$$E = \Omega + E_k + E_{rad} = 0$$

Avec l'égalité entre les énergies rayonnée et cinétique :

$$E = \Omega + 2E_k = \Omega + 2E_{rad} = 0$$

Ceci conduit à une estimation de la température interne de moitié moindre à celle obtenue en omettant l'énergie rayonnée.

La luminosité de l'étoile est reliée au taux de variation de l'énergie rayonnée :

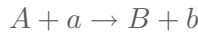
$$L \equiv \frac{dE_{rad}}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega}{dt}$$

Il s'ensuit qu'une proto-étoile brille déjà, avant même d'avoir allumé ses réactions nucléaires et qu'entre 2 états à l'équilibre hydrostatique, une contraction du rayon implique une perte d'énergie par radiation.

Au centre de l'astre, la densité et la température augmentent de plus en plus. Arrive finalement le moment où la température centrale atteint 10 millions de degrés et où les réactions nucléaires de fusion de l'hydrogène se déclenchent. A ce moment, une énorme quantité d'énergie est produite qui donne naissance à une forte pression interne s'opposant à la force de gravité et stabilisant l'astre. La contraction s'arrête et c'est le début de la vie de l'étoile sur la séquence principale.

### 4.3 Réactions nucléaires et fusion de l'hydrogène

Soit la réaction nucléaire suivante :



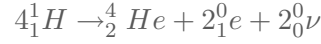
Pour obtenir le taux de production d'énergie nucléaire par unité de masse, il reste à connaître l'énergie  $Q$  libérée par chacune des réactions. Pour une réaction se produisant comme susmentionné, nous avons :

$$Q = (m_A + m_a - m_B - m_b)c^2$$

où  $m$  représente la masse du noyau indiqué par son indice. Il est possible de transformer cette relation en utilisant les lois de conservations valables lors de toute réaction nucléaire : la conservation du nombre de nucléons, la conservation de la charge, la conservation du nombre leptonique. Nous obtenons :

$$Q = \Delta M_A + \Delta M_a - \Delta M_B - \Delta M_b$$

Pendant la majeure partie de son évolution, la source d'énergie de l'étoile provient de la transformation de l'hydrogène en hélium dans les couches profondes, d température de l'ordre de  $10$  à  $20 \cdot 10^6$  K. Un noyau d'hélium étant constitué de deux protons et de deux neutrons, la fusion de quatre protons pour produire un noyau d'hélium implique la transformation de deux protons en deux neutrons, ce qui s'écrit :



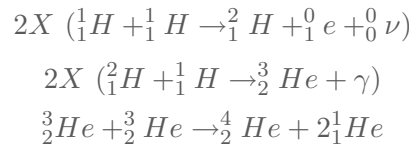
L'énergie libérée par cette réaction et l'annihilation de deux positons se calcule aisément (en consultant les tables appropriées) en écrivant :

$$Q = 4\Delta M_H - \Delta M_{He} = 26.73 \text{ Mev}$$

Il faut toutefois retrancher l'énergie emportée par les deux neutrinos, ceux-ci n'ayant pratiquement pas d'interaction avec la matière.

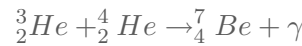
### 4.3.1 Chaîne proton-proton

Sous la forme la plus simple, désignée par le symbole PPI, la chaîne proton-proton se déroule comme suit :

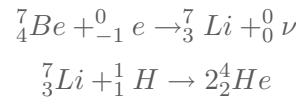


Avec  $Q_{PPI} = 26.21 \text{ MeV}$

La production d'hélium peut suivre des schémas différents, respectivement PPII et PPIII, après la formation d'un seul noyau  ${}_2^3\text{He}$ . Ces chaînes de réactions impliquent une fusion entre ce dernier noyau et  ${}_2^4\text{He}$ , c'est-à-dire :

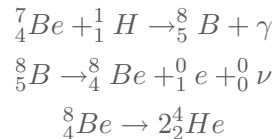


Deux possibilités s'offrent au  ${}_4^7\text{Be}$  : la capture d'un électron ou d'un proton, soient :



Avec  $Q_{PPII} = 25.67 \text{ MeV}$

et

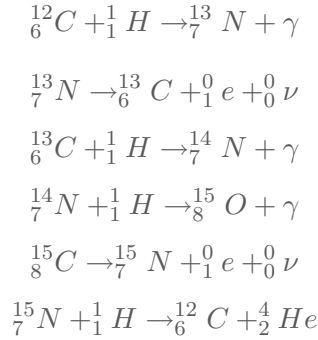


Avec  $Q_{PPIII} = 19.27 \text{ MeV}$

Les rapports de branchements dépendent de la température.

### 4.3.2 Cycle CNO

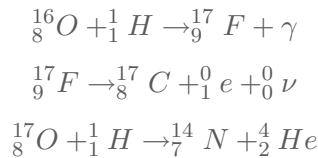
Ce cycle de réaction fait intervenir des protons mais aussi des éléments autres que l'hydrogène. Il s'écrit comme suit :



Avec  $Q_{\text{CNO}} = 25.03\text{MeV}$

Parmi toutes ces réactions, la plus lente est la capture de proton par un noyau  ${}^{14}_7\text{N}$ . L'approche de l'équilibre se traduit donc par l'accumulation d'azote au détriment du carbone. Il y a, en quelque sorte, transformation de carbone en azote pendant une courte phase de combustion de l'hydrogène par le cycle CNO hors équilibre.

La capture d'un proton par un noyau  ${}^{15}_7\text{N}$  peut également produire un noyau  ${}^{16}_8\text{O}$  et un  $\gamma$ . On obtient alors une série de réactions conduisant, elles aussi, à la formation d'hélium. Soient,



## 4.4 Pression gravitationnelle

Sachant que la pression est une force exercée par unité de surface. Considérons une analyse dimensionnelle : la force gravitationnelle est proportionnelle à la constante de gravitation universelle  $G$ , la masse de l'étoile  $M$  et inversement proportionnelle au carré du rayon  $R$ . La surface d'une étoile, supposée sphérique, est proportionnelle au carré du rayon de celle-ci. C'est pourquoi nous pouvons écrire sans crainte :

$$P_{\text{grav}} \propto G \frac{M}{R^4}$$

Si on considère que la masse volumique au sein de l'étoile est uniforme (ce qui n'est pas forcément le cas), on trouve un facteur de proportionnalité de  $\frac{3}{8\pi}$ .

## 4.5 Pressions cinétique, de dégénérescence et de radiation

Une étoile peut exister sous réserve d'être dans un état d'équilibre. La compression d'origine gravitationnelle, qui tend à condenser l'étoile, doit être balancée par une autre source de pression : pression cinétique (ou thermique), pression de dégénérescence (ou quantique), pression de rayonnement.

### 4.5.1 Pression cinétique

Aussi appelée pression thermique, cette pression est celle du gaz parfait chaud. Dans le cas classique, non relativiste, cette pression s'exprime pour un gaz de masse volumique  $\rho$  à la température  $T$ , composé de particules de masse  $m$  :

$$P_k = \frac{\rho k T}{m} = N k T$$

### 4.5.2 Gaz dégénéré

L'apparition de la dégénérescence est liée à l'indiscernabilité des particules. Comparons le volume spatial  $V_S$  disponible pour une particule d'un gaz contenant  $N$  particules par unité de volume avec son volume quantique  $V_Q$  :

$$V_S = \frac{1}{N} = \frac{\mu m_u}{\rho}$$

$$V_Q = \lambda^3 = \frac{h^3}{(mv)^3}$$

La dégénérescence apparaît lorsque :

$$V_Q \geq V_S$$

Pour un gaz non dégénéré, on peut écrire :

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T$$

Copions cette formule pour un gaz dégénéré :

$$\frac{h^3}{(3mkT)^{\frac{3}{2}}} \geq \frac{\mu m_u}{\rho}$$

On obtient le critère de dégénérescence :

$$\frac{\rho}{\mu} T^{-\frac{3}{2}} \geq \frac{m_u (3mk)^{\frac{3}{2}}}{h^3}$$

Connaissant le principe de Pauli : deux fermions de même état quantique ne peuvent coexister dans un volume  $h^3$  de l'espace de phase, considérons le cas d'un dégénérescence complète :

$$n_e = \frac{2}{h^3} \text{ si } p \leq p_0$$

$$n_e = 0 \text{ si } p > p_0$$

où  $n_e$  est le nombre d'électrons par unité de volume de l'espace de phase. Ainsi le nombre d'électrons par unité de volume est alors :

$$N_e = \int \int \int \frac{2}{h^3} dp_x dp_y dp_z = \int \int \int \frac{2}{h^3} p^2 \sin\theta dp d\theta d\phi = \frac{8\pi}{3h^3} p_0^3$$

Or  $N_e = \frac{\rho}{\mu_e m_u}$ , la relation précédente se réécrit alors :

$$p_0 = \left( \frac{3h^3}{8\pi m_u} \left( \frac{\rho}{\mu_e} \right)^{\frac{1}{3}} \right)$$

### 4.5.3 Pression de dégénérescence

La pression de dégénérescence est la pression dans un gaz parfait dit froid. Dans un milieu froid ou dense, les termes cinétiques peuvent devenir négligeables et les interactions entre nuages électroniques des atomes présents prépondérantes. La pression est alors dominée par la pression de dégénérescence  $P_{deg}$  des électrons (s'il y a des électrons). Ce terme de pression révèle la nature quantique de la matière : les électrons sont des fermions. La pression électronique  $P_e$  est le taux moyen de transfert d'impulsion à travers une unité de surface, perpendiculairement à celle-ci. Il vient :

$$P_e = \int \int \int \frac{2}{h^3} p \cos\theta v \cos\theta p^2 \sin\theta dp d\theta d\phi = \frac{8\pi}{3h^3 m_e} \frac{p_0^5}{5}$$

En introduisant la valeur de  $p_0$  dans cette dernière relation on obtient la pression de dégénérescence qui s'écrit alors (dans le cas non relativiste) :

$$P_{deg} = \alpha_{deg} \frac{\hbar^2}{m_e} \left( \frac{Z}{A} \frac{\rho}{m_p} \right)^{\frac{5}{3}}$$

Dans certains cas, tel l'intérieur d'une étoile à neutrons, il peut ne plus y avoir d'électrons pour assurer la pression. On trouve alors des neutrons, qui sont toujours des fermions, et la pression de dégénérescence des neutrons s'écrit :

$$P_{deg} = 2 \frac{\hbar^2}{m_n} \left( \frac{\rho}{m_p} \right)^{\frac{5}{3}}$$

#### 4.5.4 Pression de radiation

La pression de radiation  $P_{rad}$  du gaz de photons à la température  $T$  s'exprime par :

$$P_{rad} = \frac{4}{3} \frac{\sigma}{c} T^4 = \frac{1}{3} a T^4$$

La dépendance de cette pression avec la puissance quatrième de la température est bien sûr reliée au spectre du corps noir (voir plus loin). En général, dans un milieu dense et froid, c'est la pression de dégénérescence qui domine ; tandis que dans un milieu plus chaud, la pression cinétique mène la danse.

La durée de la formation d'une étoile est beaucoup plus courte que sa longévité sur la séquence principale. Elle dépend fortement de la masse de l'étoile considérée.

#### 4.6 Temps de Kelvin-Helmholtz

La contraction d'un nuage s'accompagne, d'après le théorème du Viriel d'une puissance rayonnée correspondant au taux de variation de l'énergie potentielle d'interaction gravitationnelle :

$$L = \frac{d\Omega}{dt} \propto -\frac{GM^2}{R^2} \frac{dR}{dt}$$

La phase de luminosité uniquement due à la contraction gravitationnelle peut se poursuivre sur une durée, appelée temps de Kelvin-Helmholtz, définie par le rapport :

$$t_{kh} = \left| \frac{R}{\frac{dR}{dt}} \right|$$

En fonction de ce qui précède, on en déduit que cette constante de temps caractéristique s'exprime :

$$t_{kh} \cong \frac{GM^2}{LR}$$

#### 4.7 Temps de combustion de l'hydrogène

Nous pouvons montrer que la sensibilité du taux de réactions nucléaires est sensible à la température, ceci limite l'étendue de la zone où se situent les réactions nucléaires à un petit noyau et seule une fraction de la masse totale, de l'ordre de 10 pendant la phase de combustion de l'hydrogène. Il vient,

$$t_H \cong \frac{Q_H}{4} \frac{1}{m_u} \frac{M}{10} \frac{1}{L}$$

On constate que la durée de vie sur la séquence principale diminue lorsque la masse de l'étoile augmente (voir la relation masse-luminosité).

## Chapitre 5

# Etoiles T Tauri, objets de Herbig-Haro et régions HII

La formation des étoiles donne lieu à quelques phénomènes très spectaculaires. Fréquemment, l'étoile sur le point d'atteindre la séquence principale perd d'énormes quantités de gaz sous forme de vents stellaires et peut ainsi éjecter une bonne partie de sa masse. L'astre est alors appelé une étoile T Tauri. Cette étape se caractérise par une très forte émission dans le domaine infrarouge car le rayonnement visible de l'étoile est absorbé puis *réémis* par la poussière relativement froide qui l'entoure.

Souvent la formation d'étoiles est également accompagnée d'une éjection de gaz sous forme de deux jets diamétralement opposés. Une explication possible pour ce phénomène est la présence autour de l'étoile d'un *disque* formé des résidus de la formation. Le gaz éjecté par l'étoile dans le plan du disque est donc bloqué et ce n'est que dans les directions perpendiculaires à ce plan que l'éjection est efficace, d'où la présence de deux jets opposés. Sur la trajectoire des deux jets, on trouve parfois des petites concentrations de gaz et de poussières. Ces régions reçoivent alors une grande quantité d'énergie et se mettent à briller. On les appelle des objets Herbig-Haro et elles peuvent donner lieu à de magnifiques alignements de petites nébuleuses brillantes le long des jets.

### 5.1 *Disque*

*A toute échelle dans l'Univers, on observe des objets présentant une morphologie plutôt bidimensionnelle ou bien plutôt sous forme de tridimensionnelle. Cette morphologie dévoile l'histoire du système, avec un rôle important ou non des collisions.*

*Soit un gaz animé d'un moment cinétique. S'il existe des collisions entre les particules, elles ont lieu de façon privilégiée entre objets ayant des composantes de vitesse perpendiculaire à la direction du moment cinétique. La composante de vitesse parallèle à la direction du moment cinétique est alors réduite après le choc, contrairement*

à la composante de vitesse orthogonale. Par collisions, la rotation d'ensemble est préservée, mais le système va s'aplatir. Autrement dit, suite aux nombreuses collisions, le nuage s'aplatit dans sa dimension parallèle au moment cinétique, pour former un disque perpendiculaire au moment cinétique initial.

*Ce n'est finalement pas un hasard si les principaux composants d'un système planétaire se retrouve dans une distribution relativement plane. Seuls les membres ayant le moins participé à l'accrétion, les plus petits, les comètes, gardent une distribution sphérique uniforme.*

*Une autre conséquence de la conservation du moment cinétique conduit à la créations de jets, collimatés perpendiculairement au disque, et donc parallèlement au moment cinétique.*

Un cas intéressant est celui des étoiles les plus massives, qui subissent un effondrement gravitationnel extrêmement rapide et atteignent donc leur phase stable très vite. Naissent alors des étoiles de type O ou B, très chaudes et très lumineuses. Dans ce cas, une grande partie du rayonnement stellaire est très énergétique et se situe dans l'ultraviolet. Cette lumière chauffe le milieu interstellaire autour de l'étoile. Celui-ci se retrouve essentiellement constitué d'hydrogène ionisé, c'est-à-dire de protons et d'électrons libres. Il arrive néanmoins qu'un électron et un proton libres se rencontrent et réussissent à s'associer pour former un atome d'hydrogène. Ce phénomène s'accompagne de l'émission de photons rouges et la région qui entoure l'étoile se met ainsi à briller. Le résultat est une magnifique nébuleuse appelée une région HII.

Les étoiles massives et lumineuses qui se trouvent à l'intérieur d'une région HII constituent ce que l'on appelle une association OB. Notons encore que les étoiles massives sont à l'origine de forts vents stellaires et d'ondes de chocs qui favorisent la formation stellaire dans les régions voisines.

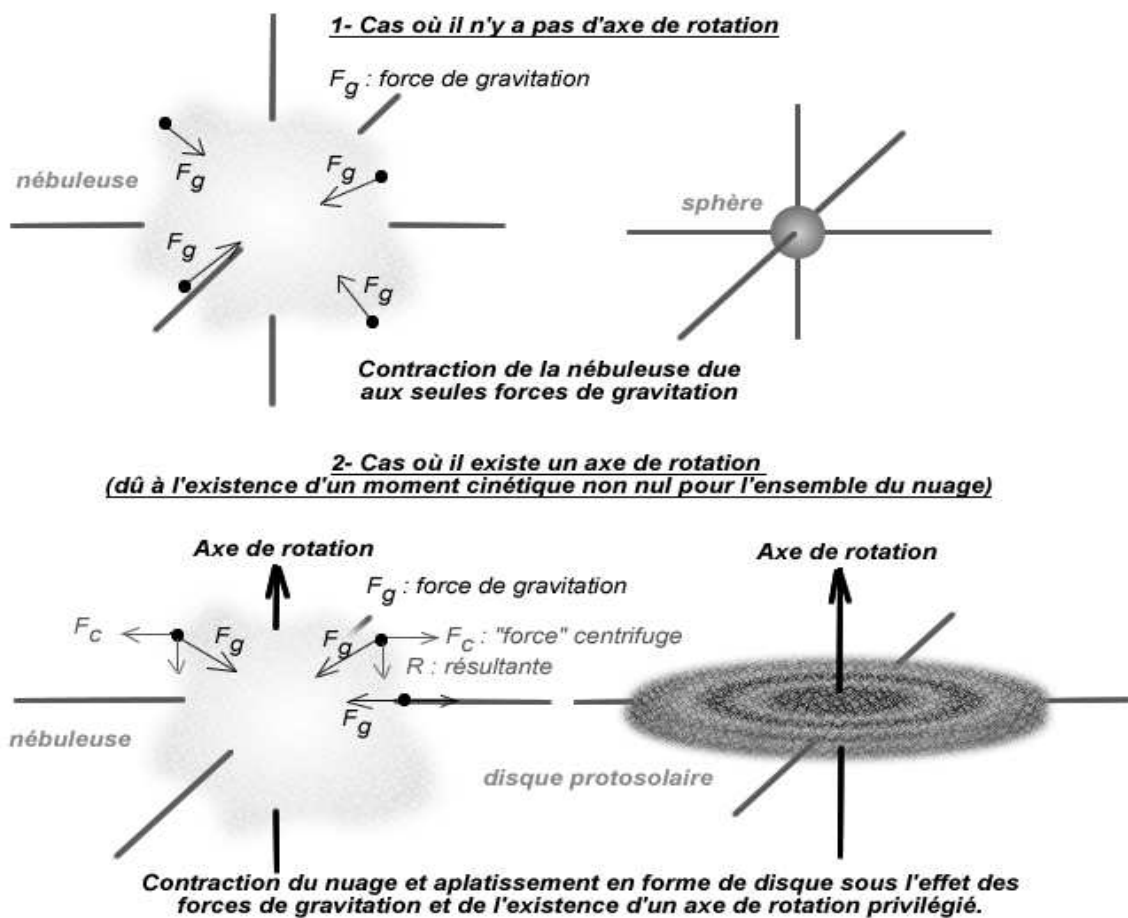


FIG. 5.1 – Schématisation de l'évolution d'un nuage de matière suivant qu'il possède ou non un moment cinétique. Si le nuage a un moment cinétique d'ensemble, le résultat est la formation d'un disque l'entourant.

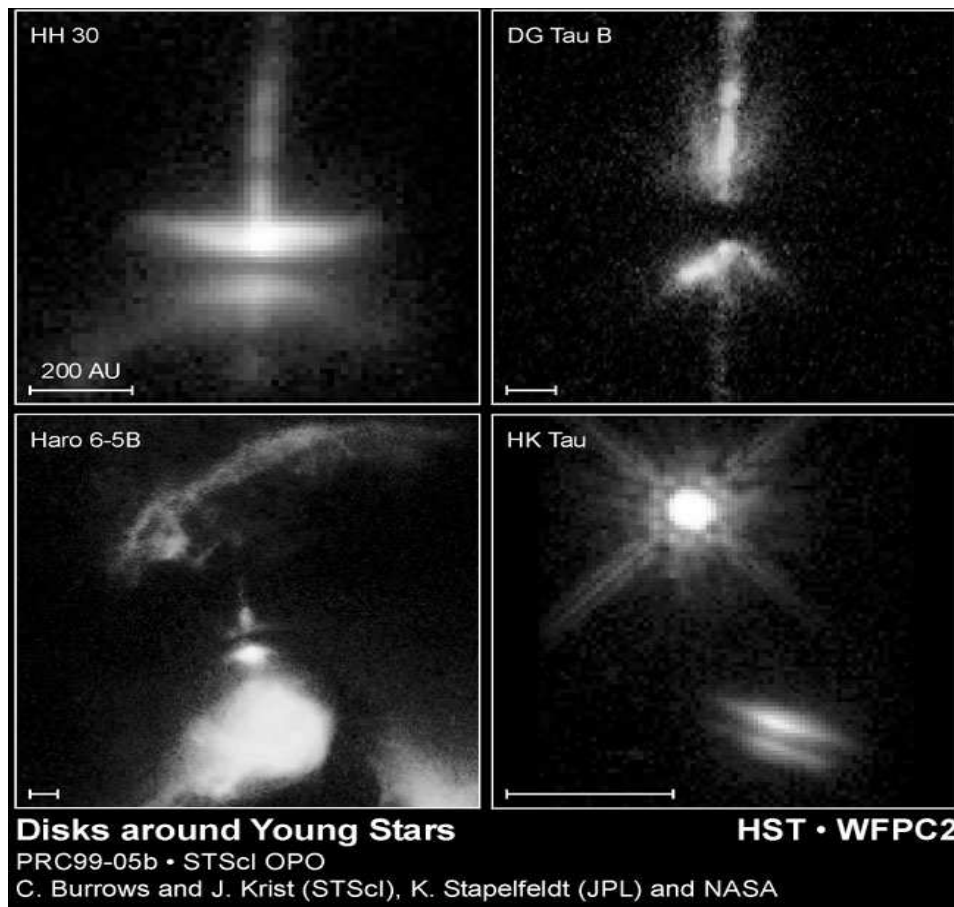


FIG. 5.2 – Images représentant des formations en forme de disque et de jet autour de jeunes étoiles (images HST).

Quatrième partie

## Diagramme de Hertzsprung-Russel

---

En 1911, l'ingénieur et astronome amateur danois Ejnar Hertzsprung traçait un diagramme type spectral-magnitude absolue pour des étoiles appartenant à un même amas stellaire. Il remarqua que les points ne se répartissaient pas de manière aléatoire dans ce diagramme. Deux ans plus tard, l'astronome américain Henry Norris Russell construisait, indépendamment, un diagramme similaire en utilisant un échantillon d'étoiles dont il connaissait la *magnitude* absolue grâce à leur parallaxe.

Les deux astronomes mettaient en évidence une relation très importante entre la luminosité intrinsèque et la température de surface (ou *température effective*) des étoiles. Le diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) devint rapidement un élément incontournable de l'étude de l'évolution et de la physique stellaire. Il existe sous deux formes différentes. Celle utilisée par les observateurs montre la magnitude en fonction de la couleur de l'étoile, alors que les théoriciens préfèrent utiliser la température de l'étoile plutôt que sa couleur.

Dans le diagramme HR, avec la température en abscisse et la luminosité en ordonnée, les étoiles ne se répartissent pas au hasard, mais peuplent au contraire des zones bien définies. Ainsi, on distingue la région de la séquence principale, une longue bande diagonale s'étirant des étoiles lumineuses et chaudes (bleues) vers les étoiles peu brillantes et froides (rouges) ; au-dessus, les branches des géantes et des supergéantes ; et en-dessous une région peuplée d'étoiles chaudes mais très peu lumineuses, les naines blanches.

Le diagramme de Hertzsprung-Russell est employé pour définir les différents types d'étoiles et comparer des prévisions théoriques de l'évolution des étoiles données par des modèles informatiques avec des observations d'étoiles réelles.

La classification de Harvard est celle qui attribue un type spectral à une étoile, et correspond globalement à une échelle de température. Elle est basée sur des raies d'absorption qui sont surtout sensibles à la température plutôt qu'à la gravité de surface. Les différentes classes et leur température sont les suivantes :

Classe	température (K)	couleur	raies d'absorption
O	60 000 - 30 000	bleue	azote, carbone, hélium et oxygène
B	30 000 - 10 000	bleue-blanche	hélium, hydrogène
A	10 000 - 7 500	blanche	hydrogène
F	7 500 - 6 000	jaune-blanche	métaux : fer, titane, calcium, strontium et magnésium
G	6 000 - 5 000	jaune	calcium, hélium, hydrogène et métaux
K	5 000 - 3 500	jaune-orange	métaux et oxyde de titane
M	3 500 - 2 000	rouge	métaux et oxyde de titane

Pour mémoriser l'ordre des types spectraux (OBAFGKM), les anglophones utilisent la phrase « Oh, Be A Fine Girl/Guy, Kiss Me! », ce qui se traduit par « Oh! Sois une gentille fille/un gentil gars, embrasse-moi » ; il en existe de nombreuses variantes. En français, on pourrait dire : « Observez bien au firmament : grandiose kaléidoscope multicolore! » La raison de l'arrangement étrange des lettres est historique. Quand les premiers spectres d'étoiles furent pris, on remarqua que la raie de l'hydrogène variait beaucoup et l'on classa les étoiles selon l'intensité de la raie de Balmer : de A, la plus forte, à Q, la plus faible. Puis les raies d'autres éléments chimiques vinrent en jeu : les raies H et K du calcium, la raie D du sodium, etc. Plus tard, il apparut que beaucoup de ces classes se chevauchaient et furent retirées. Ce n'est que bien plus tard encore qu'on découvrit que l'intensité des raies dépendait essentiellement de la température de surface de l'étoile.

Actuellement, ces classes sont subdivisées à l'aide des chiffres (0-9) : A0 pour les étoiles les plus chaudes de la classe A et A9 pour les moins chaudes. Par exemple, notre soleil est une étoile de type G2. Plus récemment, la classification a été étendue en W O B A F G K M L T et R N C S, où W sont les étoiles Wolf-Rayet, L et T représentent des étoiles extrêmement froides : des naines brunes, et R N C S sont utilisés pour les étoiles carbonées.

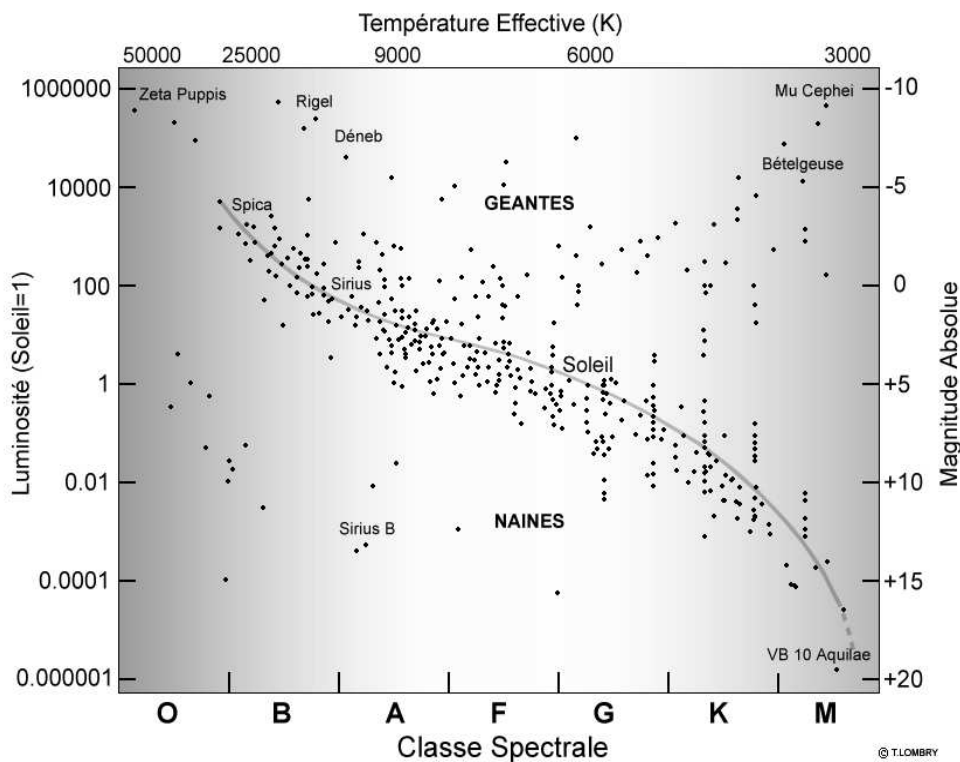


FIG. 5.3 – Diagramme de Hertzsprung-Russel

## Chapitre 6

# Propriétés physiques

De nombreux siècles se sont écoulés depuis la représentation du ciel, limité à un repérage de directions et une échelle d'éclats relatifs des astres, issue principalement de l'Antiquité grecque. De nos jours, grâce à l'avancement de la technologie, des notions telles que la distance, la *luminosité*, les dimensions, les masses, la composition chimique, la *température* et l'âge des étoiles ne font plus partie du domaine du rêve ou de la spéculation. Les quelques notions décrites ci-après aideront à mieux comprendre comment se construit, se lit et s'utilise le diagramme HR.

### 6.1 *Luminosité*

*La luminosité totale d'une étoile est la puissance totale,  $L$ , émise par l'étoile au travers d'une surface sphérique de rayon  $R$  assimilé au rayon de l'étoile. On a :*

$$L = 4\pi R^2 \int F_\lambda d\lambda$$

*où  $F_\lambda d\lambda$  est le flux d'énergie émise à la longueur d'onde  $\lambda$  dans l'intervalle  $d\lambda$  et  $R$ , le rayon de l'étoile.*

*Désignons par  $r$  la distance de la Terre à l'étoile. Comme le flux,  $f_\lambda$ , varie en raison de l'inverse du carré de la distance, on a :*

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

*On montrera à la section 6.3 :*

$$E = \int F_\lambda d\lambda = \sigma T^4$$

*on en déduit alors que la luminosité d'une étoile est définie par :*

$$L = 4\pi\sigma R^2 T_e^4$$

*où  $T_e$  est la température effective*

## 6.2 Magnitude

Si  $b_1$  et  $b_2$  sont les éclats apparents (quantité d'énergie émise par seconde à une surface unitaire normale aux rayons lumineux) de deux étoiles et  $m'_1$  et  $m'_2$ , leur magnitude apparente, nous avons par définition :

$$m'_1 - m'_2 = -2.5 \log \frac{b_1}{b_2}$$

et plus l'éclat apparent est élevé, plus la magnitude est faible.

Pour généraliser cette notion, on convient de ramener les éclats stellaires aux valeurs qui seraient observées à une distance de référence de 10 pc. Les magnitudes correspondantes sont alors appelées magnitudes absolues  $M'$ . Soient l'éclat apparent de l'étoile située à la distance  $r$  et  $B$  son éclat apparent à la distance de 10 pc, on a :

$$\frac{B}{b} = \left(\frac{r}{10}\right)^2$$

si  $r$  est exprimé en parsec, et :

$$M' - m' = -2.5 \log \frac{B}{b} = -2.5 \log \left(\frac{r}{10}\right)^2 = 5 - 5 \log r$$

où le membre de gauche est appelé module de distance. On remarque que sa connaissance permet de calculer la distance  $r$  à laquelle se situe l'étoile.

## 6.3 Température effective

La quantité totale d'énergie rayonnée par un objet dépend de sa température. L'énergie émise par unité de surface d'un objet en une seconde, est appelé flux d'énergie (voir la section 6.1),  $E$ , et la loi de Stefan-Boltzmann s'écrit :

$$E = \sigma T^4$$

où  $\sigma$  est une constante valant  $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{K}^{-4}$ .

Boltzmann montre que cette loi n'est valable que pour les corps parfaitement absorbants (corps noirs). Une étoile absorbe efficacement toute radiation qui l'atteint de l'extérieur. Ainsi nous pouvons les considérer comme étant des corps noirs.

En 1893, le physicien W. Wien découvrit une relation simple entre la température,  $T$ , d'un corps noir et la longueur d'onde dominante,  $\lambda_{\max}$ , de son émission d'énergie. Cette loi s'écrit :

$$\lambda_{\max} = \frac{0.29}{T}$$

où  $\lambda_{\max}$  est mesurée en centimètre et  $T$  en kelvin. La loi de Wien montre que plus un objet est chaud, plus la longueur d'onde dominante de la radiation électromagnétique

qu'il émet est courte (+ "bleue"). Elle est très utile pour les estimations de températures de surface des étoiles car elle ne requiert pas la connaissance des dimensions ni de la luminosité de l'étoile ; seule la longueur d'onde dominante de la radiation électromagnétique émise par l'étoile intervient.

Dans la pratique, les spectres émis par les étoiles sont en excellent accord avec les courbes des corps noirs. Ceci a conduit à la notion de température effective. C'est la température du corps noir qui émet un flux d'énergie identique à celui de l'étoile. On la désigne par  $T_e$ .

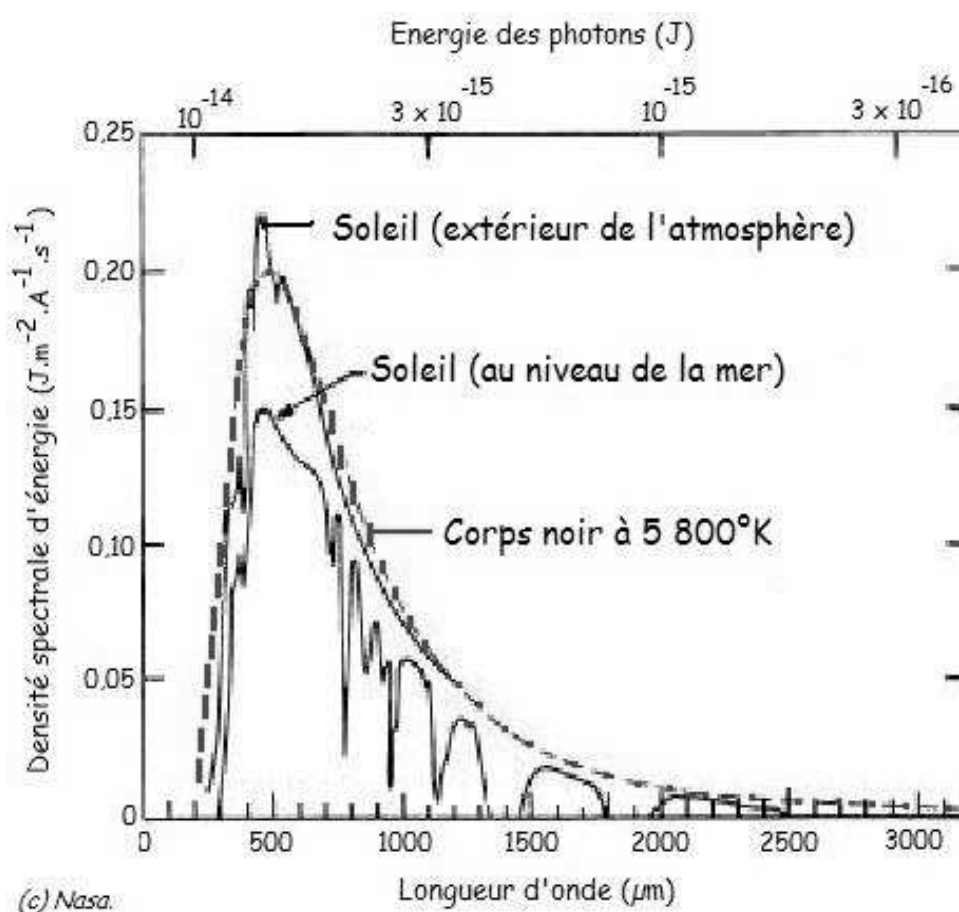


FIG. 6.1 – Comparaison des spectres d'émissions du soleil pris à hauteur de la mer, ou au-dessus de l'atmosphère avec le spectre d'émission d'un corps noir. Nous voyons que la courbe expérimentale extra atmosphérique épouse quasi parfaitement la courbe théorique. Ceci nous permet de dire que l'étoile peut être assimilée à un corps noir. Nous observons que le spectre enregistré au niveau de la mer est moins intense et contient des raies ; ces deux phénomènes sont dus à l'absorption des molécules atmosphériques.

## Chapitre 7

# Genèse et formation d'une étoile dans le diagramme HR

Dans ce chapitre, nous allons utiliser tout ce que nous avons mis en place dans la partie III ainsi que dans le chapitre 6 afin de comprendre comme le point représentatif d'une étoile évolue sur le diagramme HR tout au long de la genèse et de la formation de celle-ci.

Comme nous l'avons vu, une étoile se forme à partir d'une instabilité gravitationnelle apparaissant dans un nuage de matière interstellaire. Après une phase dynamique au cours de laquelle le nuage se contracte rapidement (point 1 de la figure 7.2), le point représentatif de l'étoile, prend place dans une séquence verticale, appelée séquence de Hayashi, joignant la région des géantes à l'extrémité inférieure de la séquence principale. En effet, la luminosité varie appréciablement pendant la phase de contraction gravifique. Dans les couches proches de la surface, l'opacité vient principalement de l'absorption des photons par les ions  $H^-$  et par les atomes neutres d'hydrogène. Les électrons nécessaires à la formation des ions  $H^-$  sont fournis par les éléments lourds à faible potentiel d'ionisation. Une partie de l'énergie disponible sert à ioniser ces éléments et le nombre d'ions  $H^-$  augmente ce qui accroît l'opacité. La contraction gravifique s'accompagne ainsi d'une diminution de luminosité, à température effective pratiquement constante (point 2 de la figure 7.2).

La structure est entièrement convective tant que l'opacité reste suffisamment élevée dans toutes les couches. Ceci s'explique par le fait que l'énergie ne peut être libérée par rayonnement et donc est libérée par des mouvements de matière. Dans les régions internes, l'opacité provient principalement des transitions bound-free et free-free. Elle est décrite en première approximation par une loi de Kramers :  $\kappa = \kappa_0 \rho T^{-3.5}$  où  $\kappa_0$  est une constante qui dépend de la composition chimique. L'échauffement des couches profondes y diminue l'opacité et le gradient radiatif devient inférieur au gradient adiabatique. Un noyau radiatif prend naissance et au cours du temps, son extension en masse grandit, l'étoile devenant de plus en plus transparente. La lumi-

nosité totale finit par augmenter et on observe, dans le diagramme HR, un virage vers les températures effectives plus élevées, la luminosité augmentant à la contraction (point 3 de la figure 7.2).

La contraction gravifique accompagnée d'un échauffement de toutes les couches de l'étoile se poursuit jusqu'au moment où la température, dans les couches centrales, atteint  $10^7$  K environ. Cette température permet aux réactions nucléaires de fusion de l'hydrogène d'être en nombre suffisant pour assurer une part importante de la luminosité.

Il faut toutefois une valeur minimum de la masse totale, de l'ordre de  $M_{min} \cong 0.08M_{solaire}$  pour que cette combustion ait lieu. En dessous de cette valeur, la dégénérescence apparaît pendant la contraction gravifique et l'énergie libérée sert alors à accélérer les électrons du gaz généré et non plus à accroître sa température. Dans une telle étoile, lors de la contraction gravifique, la température augmente jusqu'à une valeur maximum, trop faible pour déclencher les réactions de combustion de l'hydrogène. Elle diminue ensuite, dans une matière de plus en plus dégénérée, et l'étoile devient une naine brune, de plus en plus froide et de moins en moins lumineuse.

Les réactions nucléaires de combustion de l'hydrogène par la chaîne proton-proton ou par le cycle CNO libèrent une quantité d'énergie par unité de masse et par seconde, que l'on peut mettre sous la forme  $\epsilon = \epsilon_0 \rho T^\nu$  où  $\epsilon_0$  est une constante qui dépend des conditions physiques et de la composition chimique et  $\nu \cong 4 - 6$  (proton-proton) ou  $\nu = 15 - 20$  (CNO). Cette dépendance très élevée du taux de génération d'énergie nucléaire vis-à-vis de la température a pour résultat de concentrer les réactions nucléaires dans les couches voisines du centre ce qui modifie fondamentalement la répartition des sources d'énergies dans une étoile jusque là en contraction gravifique. Dans une étoile non dégénérée, le mécanisme de contrôle de la pression va entraîner un *réajustement de la structure*.

## 7.1 Réajustement de structure

*L'énergie libérée par les réactions nucléaires commence par échauffer le gaz. Cette augmentation de température provoque un accroissement de  $\epsilon$ , ce qui élève encore la température et ainsi de suite, selon le schéma :*

$$\epsilon \uparrow \rightarrow T \uparrow \rightarrow \epsilon \uparrow \rightarrow T \uparrow \rightarrow \dots$$

*Or, la pression centrale s'écrit, en utilisant la relation d'équilibre hydrostatique et l'équation d'un gaz non dégénéré :*

$$P_c = \int \frac{Gm}{4\pi r^4} dm = \frac{k\rho_c T_c}{\mu m_u}$$

*La pression centrale ne peut augmenter proportionnellement à cette échauffement puisqu'elle est imposée par le poids des couches supérieures. Une dilatation des couches centrales s'ensuit, ce qui absorbe une partie de l'énergie libérée et réduit l'augmentation de la température. Au cours de cet ajustement, la dilatation, d'abord limitée aux couches centrales, s'étend progressivement aux couches voisines. L'absorption d'énergie résultant de cette dilatation entraîne une diminution de luminosité.*

*La naissance des réactions nucléaires dans une étoile en contraction gravifique s'accompagne d'un refroidissement des couches centrales et d'une diminution de la luminosité.*

*Lorsque les couches en dilatation sont suffisamment nombreuses, la température centrale cesse d'augmenter et se met à diminuer légèrement. On a alors :*

$$\epsilon \downarrow \rightarrow T \downarrow \rightarrow \epsilon \downarrow \rightarrow T \downarrow \rightarrow \dots$$

*En reprenant un raisonnement analogue, on constate qu'une contraction des couches centrales permet de contrôler le refroidissement.*

Après le réajustement dû à la naissance des réactions nucléaires, l'étoile entame la phase la plus longue de son évolution (point 4 de la figure 7.2). C'est la phase de combustion centrale de l'hydrogène, encore appelée phase de séquence principale ou MS (Main Sequence). Les points représentatifs des étoiles au début de cette phase, constituent une séquence parallèle à la séquence principale et forment la séquence principale d'âge zéro ou ZAMS (Zero Age Main Sequence).

Puisque chaque point de la ZAMS est associé à une valeur particulière de la masse totale de l'étoile, on constate qu'il existe, pour les étoiles de la ZAMS, une relation *luminosité-masse*.

## 7.2 Luminosité-masse

*On peut retrouver théoriquement la relation masse-luminosité en adoptant une structure radiative et en choisissant une équation d'état et une loi d'opacité adaptées au domaine de masse considéré. Dimensionnellement, on peut écrire :*

$$L = \frac{16\pi a c r^2 T^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dr} \sim \frac{RT^4}{\kappa\rho}$$

*Pour des étoiles de faible masse, l'équation d'état est celle d'un gaz non dégénéré et l'opacité suit une loi de Kramers. Il vient :*

$$P \sim \rho T \Rightarrow T \sim \frac{M}{R}$$

$$\kappa \sim \rho T^{-3.5}$$

et la luminosité s'écrit enfin :

$$L \sim \frac{RT^4}{\rho T^{-3.5} \rho} \sim \frac{RT^{7.5}}{\rho^2} \sim R \frac{M^{7.5}}{R^{7.5}} \frac{R^6}{M^2} \Rightarrow L \sim M^{5.5}$$

Pour les étoiles de masse intermédiaire, l'opacité provient essentiellement de la diffusion par les électrons libres. On a alors :

$$P \sim \rho T \Rightarrow T \sim \frac{M}{R}$$

$$\kappa = \text{constante}$$

ce qui permet d'écrire :

$$L \sim \frac{RT^4}{\rho} \sim R \frac{M^4}{R^4} \Rightarrow L \sim M^3$$

La pression des étoiles massives est dominée par la pression de radiation. Il vient :

$$P \sim T^4 \Rightarrow T^4 \sim \frac{T^2}{R^4}$$

$$\kappa = \text{constante}$$

et la luminosité devient alors :

$$L \sim \frac{RT^4}{\rho} \sim R \frac{M^2}{R^4} \frac{R^3}{M} \Rightarrow L \sim M$$

Ces trois relations traduisent bien l'existence d'une relation masse-luminosité dont la pente, dans une représentation logarithmique, varie selon le domaine de masse envisagé.

Les modèles représentatifs des étoiles situées dans la ZAMS sont essentiellement statiques. Ils vont toutefois subir des changements de structures résultant de la transformation d'hydrogène en hélium dans les couches centrales. Ces changements consistent essentiellement en une contraction des couches centrales accompagnées d'une dilatation des couches extérieures, non affectées par les réactions nucléaires. Pour les étoiles de faibles masses, la luminosité augmente appréciablement, à température effective pratiquement constante, tandis que les étoiles dont la combustion s'effectue par le cycle CNO, la luminosité change peu et la dilatation des couches extérieures se traduit par une diminution de température effective.

Après avoir assisté à l'accouchement de l'étoile, nous la quittons alors qu'elle est encore enfant. Mais son adolescence turbulente et sa vie adulte (plus paisible, mais mouvementée tout de même) sont régies par l'évolution des réactions nucléaires qui va conduire à l'évolution de l'étoile elle-même. Ensuite une mort certaine l'attend, certaines fois sous forme spectaculaire de nébuleuse, et d'autres fois sous forme de trous noirs, naines blanches, ou autres... Tout cela dépasse les limites et tout ceci est une autre histoire ...

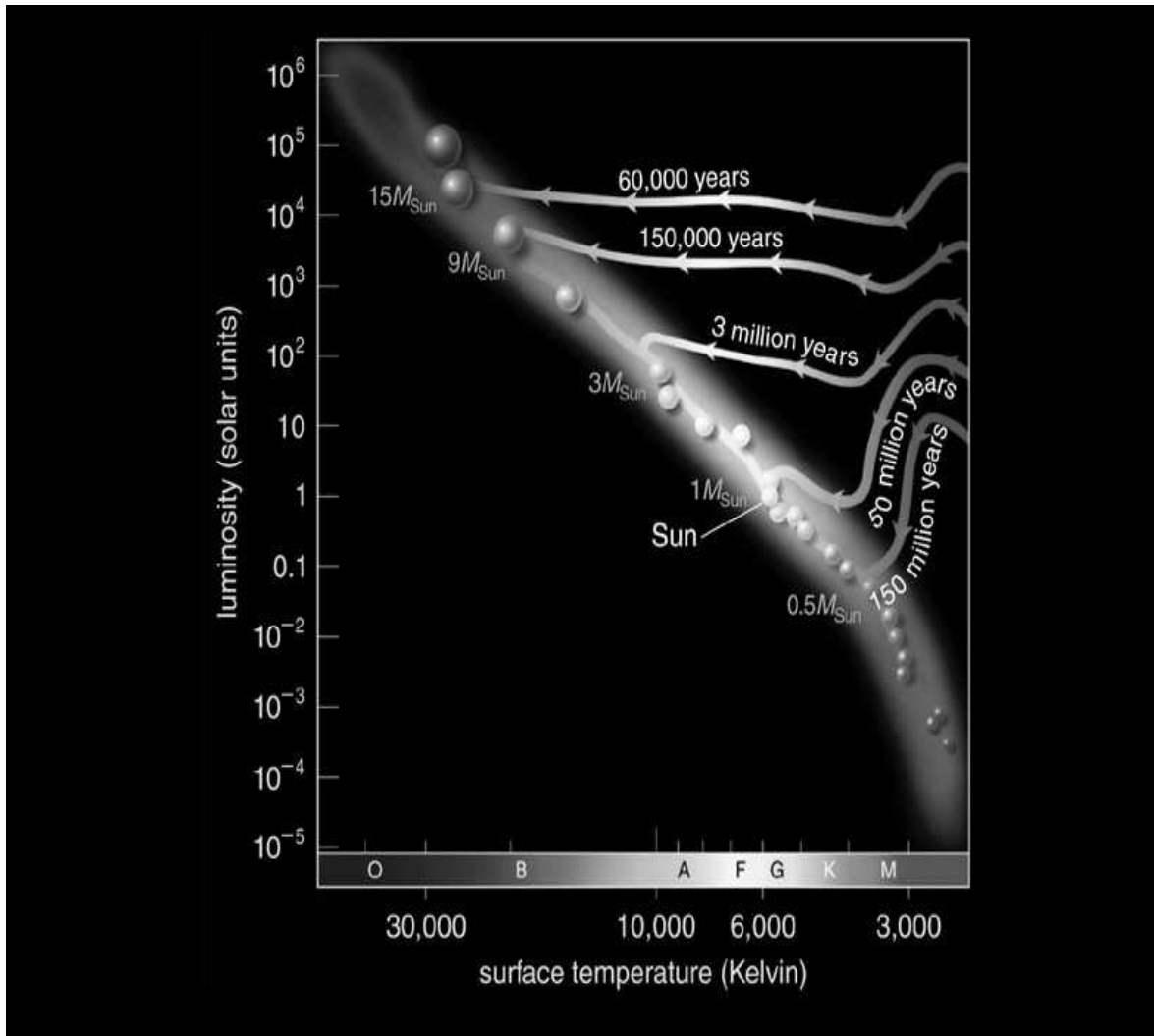


FIG. 7.1 – Préséquence principale d'une étoile en formation : comparaison de la durée de contraction en fonction de la masse de la protoétoile.

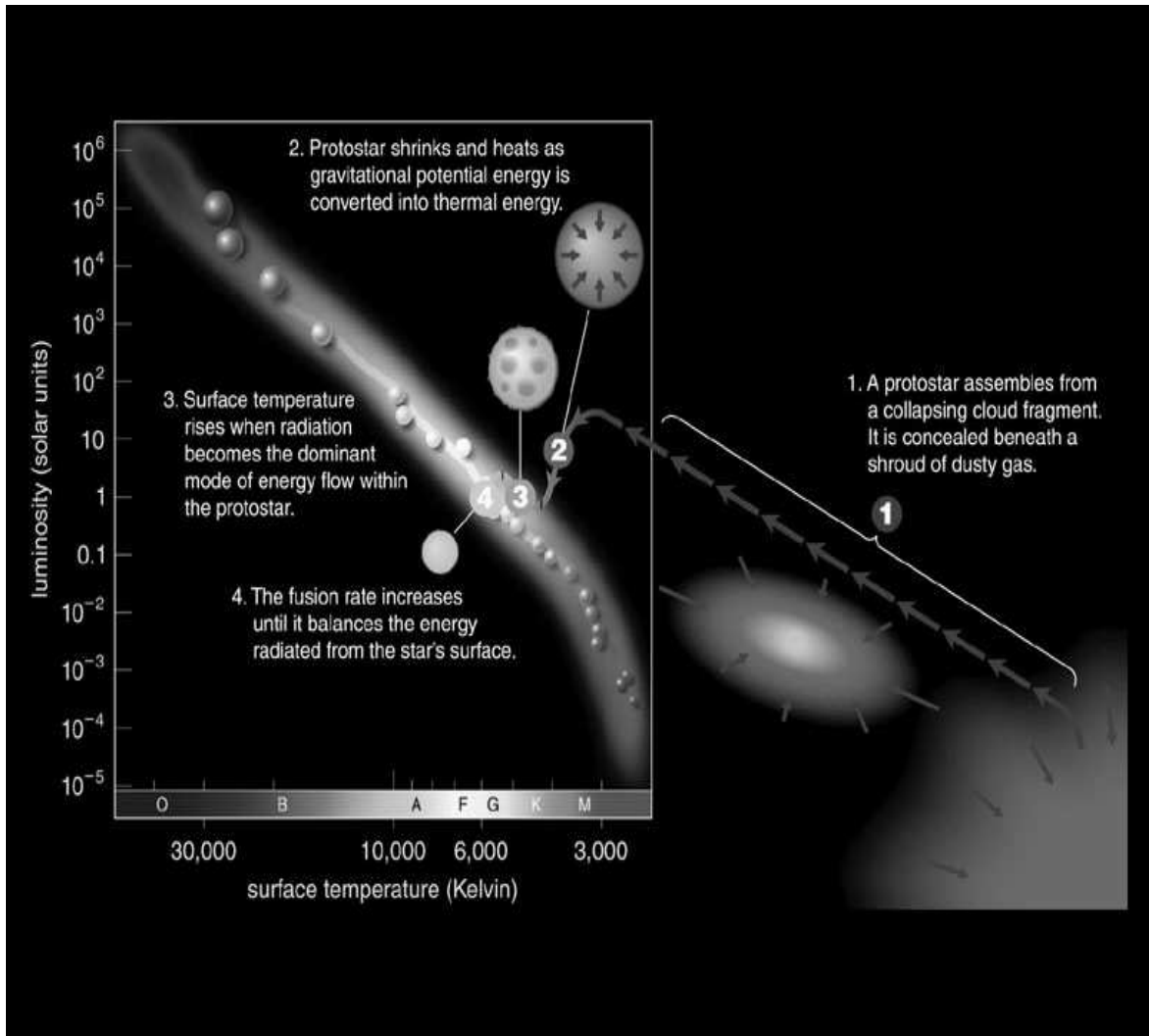


FIG. 7.2 – Préséquence principale d'une étoile en formation : 1. Le nuage interstellaire composé de gaz et de poussières se contracte. Petit à petit, il s'échauffe et sa luminosité augmente petit à petit ; 2. Une fois que le nuage est contracté de façon à avoir atteint une densité importante, les radiations ne peuvent plus quitter l'objet en contraction et la luminosité diminue, nous nous trouvons sur la "chemin de Hayashi" (phase convective) ; 3. Un noyau radiatif prend naissance et la protoétoile devient de plus en plus transparente (virage) ; 4. Une fois que la température atteint la dizaine de millions de degrés kelvin, les réactions nucléaires prennent le pas (ZAMS). Une étoile est née !

Cinquième partie

Conclusion

---

C'est Galilée qui, le premier, a regardé le ciel avec une lunette astronomique. En quelques nuits, il découvre tour à tour les montagnes de la Lune, les satellites de Jupiter et les étoiles de la Voie Lactée. Cela se passe en 1609. Il y a un peu moins de quatre siècles. Depuis, grâce à l'amélioration des instruments d'observations, les astronomes ont découvert un grand nombre d'astres nouveaux, comme les nébuleuses, les galaxies, ...

La formation stellaire est un domaine qui suscite l'intérêt, non seulement en raison des phénomènes complexes et mystérieux qui s'y déroulent comme l'accrétion et l'éjection de matière, mais aussi parce qu'elle est liée à la « question des origines » : la compréhension de la genèse des étoiles et de leurs systèmes planétaires nous renseignent sur l'histoire de notre système solaire, et sur la chimie primitive qui eut lieu lors de la formation de la Terre et de l'apparition de la vie. C'est à la démesure du ciel que nous devons notre existence. Il a fallu, pour nous engendrer, des creusets dont la température dépasse le milliard de degrés, des explosions stellaires et des éjections de matière incandescente à des vitesses voisines de celle de la lumière. Comme aime le répéter assez souvent Hubert Reeves : "nous sommes poussières d'étoiles". C'est pourquoi il est intéressant de pousser la question un peu plus loin, certes de manière plus philosophique, mais ne pourra-t-on jamais expliquer un jour comment cette matière inerte par combinaisons diverses a réussi à s'agencer pour former une "intelligence" capable de réfléchir à ses propres origines ?

Abrités derrière notre atmosphère, à la surface tiède et douillette de notre planète, nous vivons dans un espace protégé. Presque partout ailleurs, la vie humaine serait impossible. Le moindre soubresaut stellaire nous anéantirait inexorablement...

Deux méthodes d'étude sont utilisées pour comprendre la formation de notre système solaire : la première consiste à « remonter le temps » en utilisant des modèles d'évolution physico-chimique pour en déduire, à partir de ce que nous observons aujourd'hui dans le système solaire, les conditions de sa formation. Ce fut longtemps la seule disponible avant que les régions de formation stellaire ne fussent identifiées après la Seconde Guerre mondiale. La seconde consiste à observer des systèmes stellaires et planétaires à différents stades de leur évolution afin de déduire quelles types de systèmes en formation aboutissent à des systèmes planétaires comparables au nôtre.

Malgré le nombre important d'étoiles jeunes observables aujourd'hui et les progrès en simulation numérique, les étoiles jeunes recèlent encore de nombreux secrets : la formation de planètes est-elle systématique, fréquente ou accidentelle ? quelle quantité de matière est-elle présente dans le disque d'accrétion au moment de leur formation ?

Les processus en jeu sont nombreux et complexes, et certains phénomènes clefs

---

ne sont pas encore maîtrisés par les physiciens : la viscosité turbulente et la magnétohydrodynamique.

D'autres, bien que mieux compris, ne sont pas encore accessibles dans toute leur complexité aux ordinateurs actuels comme le transfert de rayonnement, qui est nécessaire pour déduire la structure des astres étudiés à partir des propriétés de la lumière observée.

Enfin, les régions stellaires de formation les plus proches se situent à une distance typique de 100 parsecs (326 années-lumières) ce qui rend extrêmement difficile l'observation directe des étoiles jeunes et de leur environnement proche : à cette distance, la distance terre-soleil, l'unité astronomique, n'est pas résolue, même par les meilleurs télescopes actuels (elle représente une séparation angulaire de 10 millisecondes d'arc contre un pouvoir de résolution typique de 100 mas en visible et infrarouge proche).

*"Le silence éternel de ces espaces infinis m'effraie"* disait Pascal. Avait-il l'intuition de ces événements démesurés dont aucun écho ne venait perturber sa nuit ?

# Bibliographie

- [1] D.C. Black, M.S. Matthews, Protostrars & Planets II, The University of Arizona Press, ISBN : 0-8165-0950-6 (1985)
- [2] A. Brahic, Enfants du Soleil, Histoire de nos origines, Ed. Odile Jacob, ISBN : 2-7381-0590-4 (1999)
- [3] J. Gispert, Initiation à l'astronomie, cours, Université de la Méditerranée
- [4] J. Lequeux, Le milieu interstellaire, EDP Sciences, ISBN : 2-86883-533-3 (2002)
- [5] A. Noels Physique Stellaire, cours, FUNDP, Namur (2006-2007)
- [6] H. Reeves, Poussières d'étoiles, Seuil, ISBN 2-02-006983-0 (1984)
- [7] P. Rousseau, De l'atome à l'étoile, Que sais-je, Presse Universitaire de France (1941)
- [8] G. Terwagne, Physique Nucléaire, cours, FUNDP, Namur (2005-2006)
- [9] N. Webb, Astrophysique : Physique Stellaire, cours, CESR, Toulouse (2006-2007)
- [10] G. Adam, Centre de RechercheAstronomique de Lyon : <http://www-obs.univ-lyon1.fr/ga/>
- [11] Z. et O. Esslinger, <http://www.astronomes.com>
- [12] Observatoire de Paris-Meudon, <http://www.obspm.fr>