

Master 2 – Astronomie, Astrophysique et Dynamique Céleste – Observatoire de Paris -
ENS - Sorbonne Université - Université Paris Cité - Université Paris-Saclay

Milieu interstellaire et formation des étoiles

François Levrier
2025 – 2026



La région de formation stellaire Sh2-106 dans la constellation du Cygne (NASA/ESA/HST)

Avant-propos

Si ces notes de cours ont pour objectif de constituer une introduction cohérente et de présenter un survol large et aussi exhaustif que possible de la physique du milieu interstellaire et de la formation des étoiles, elles ne sauraient se substituer à la lecture approfondie de certains des ouvrages de référence listés ci-dessous, pour peu qu'on souhaite ultérieurement faire de ces thématiques son domaine de recherche. Certains de ces ouvrages sont d'ailleurs à la base de ces notes.

- [1] **B. Draine**, "*Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*" (2011) : Très complet, accessible et détaillé, il aborde le milieu intergalactique, mais peu la formation stellaire.
- [2] **J.E. Dyson & D.A. Williams**, "*The Physics of the Interstellar Medium*" (1997) : Assez sommaire sur les calculs, mais des discussions physiques intéressantes, notamment sur les chocs.
- [3] **E. Krügel**, "*The Physics of Interstellar Dust*" (2002) : Un ouvrage de référence sur la physique de la poussière, très complet et détaillé. Il existe aussi en version introductive ("*An introduction to the Physics of Interstellar Dust*").
- [4] **J. Lequeux, E. Falgarone & C. Rytter**, "*Le milieu interstellaire*" (2002) : En français, assez complet sur la physique du MIS, mais la formation stellaire est peu approfondie.
- [5] **N.S. Schulz**, "*From Dust to Stars*" (2006) : Centré sur la formation stellaire.
- [6] **L. Spitzer, Jr.**, "*Physical Processes in the Interstellar Medium*" (1978) : La "bible" du milieu interstellaire, très complet quoiqu'un peu daté, mais où les calculs sont souvent peu détaillés.
- [7] **S.W. Stahler & F. Palla**, "*The Formation of Stars*" (2004) : Très complet sur la formation stellaire, c'est l'ouvrage de référence dans le domaine.
- [8] **A.G.G.M. Tielens**, "*The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*" (2006) : Centré sur les processus physico-chimiques.
- [9] **D. Ward-Thompson & A.P. Whitworth**, "*An Introduction to Star Formation*" (2011) : Une très bonne introduction, assez concise, à la formation des étoiles.
- [10] **D.C.B. Whittet**, "*Dust in the Galactic environment*" (1992) : Une bonne introduction à la physique de la poussière, avec peu de calculs.

Lexique

- ISM / MIS : Interstellar medium / Milieu interstellaire
- IGM / MIG : Intergalactic medium / Milieu intergalactique
- SF : Star formation / formation stellaire
- SFR : Star-forming region / région de formation stellaire
- SFR : Star formation rate / taux de formation stellaire
- SFE : Star formation efficiency / Efficacité de formation stellaire
- SFH : Star formation history / Histoire de la formation stellaire
- PAH / HAP : Polycyclic Aromatic Hydrocarbons / Hydrocarbures aromatiques polycycliques (~ 1 nm)
- VSG : Very small grains / Très petits grains (~ 10 nm)
- BG : Big grains / Gros grains (~ 100 nm)
- BD : Brown dwarf / Naine brune
- WD : White dwarf / Naine blanche
- NS : Neutron star / Etoile à neutrons
- BH : Black hole / Trou noir
- SN : Supernova
- SNR : Supernova remnant / Reste de supernova
- BB : Black body / Corps noir
- MBB : Modified black body / Corps noir modifié
- ISRF : Interstellar standard radiation field / Champ de rayonnement interstellaire standard
- FIR : Far infrared / Infrarouge lointain
- NIR : Near infrared / Infrarouge proche
- RRL : Radio recombination line / Raie de recombinaison radio
- CR : Cosmic rays / Rayons cosmiques
- HIM : Hot ionized medium / Milieu ionisé très chaud / Gaz coronal
- WIM : Warm ionized medium / Milieu ionisé chaud
- WNM : Warm neutral medium / Milieu neutre chaud
- CNM : Cold neutral medium / Milieu neutre froid
- LTE / ETL : Local thermodynamical equilibrium / Equilibre thermodynamique local
- LVG : Large velocity gradient approximation / Approximation de grand gradient de vitesse
- IMF : (Stellar) Initial mass function / Fonction de masse initiale des étoiles
- CMF : Core mass function / Fonction de masse initiale des cœurs
- IRDC : Infrared dark cloud / Nuage sombre en infrarouge
- GMC : Giant molecular cloud / Nuage moléculaire géant
- PPD : Protoplanetary disk / Disque protoplanétaire
- AU / UA : Astronomical unit / Unité astronomique
- YSO : Young Stellar Object

Table des matières

1	Introduction	8
1.1	Pourquoi étudier le milieu interstellaire?	8
1.1.1	Un système physique complexe	8
1.1.2	Des questions fondamentales, parfois encore ouvertes	9
1.2	Structure et composition du MIS	14
1.2.1	Un tour de la galaxie	14
1.2.2	Bilans de masse	16
1.2.3	Les acteurs de la physique interstellaire	16
1.2.4	Densités et bilan d'énergie du MIS	18
1.3	Le gaz interstellaire	19
1.3.1	Un milieu multiphasique et dynamique	19
1.3.2	Composition chimique	20
1.4	Les grains de poussière	21
1.4.1	Structure	21
1.4.2	Interaction avec le rayonnement	23
1.4.3	Rôles thermodynamique et chimique	23
1.4.4	Dynamique des grains	23
1.4.5	Traceurs	24
1.5	Les rayons cosmiques	25
1.5.1	Nature et origine	25
1.5.2	Rôle dans le MIS	25
1.5.3	Observations	26
1.6	Les champs de rayonnement	27
1.6.1	Les différentes composantes	27
1.6.2	Rôles du rayonnement dans le MIS	31
1.7	Le champ magnétique interstellaire	32
1.7.1	Structure et origine	32
1.7.2	Rôle dans le MIS	33
1.7.3	Méthodes de mesure	33
1.8	La turbulence interstellaire	33
1.8.1	Signatures observationnelles	33
1.8.2	Origine et rôle	34

2	Le gaz ionisé	35
2.1	Processus d'ionisation	35
2.1.1	Fraction d'ionisation	35
2.1.2	Les différents processus d'ionisation	35
2.1.3	Photo-ionisation	36
2.1.4	Ionisation collisionnelle	38
2.1.5	Ionisation par les rayons cosmiques	39
2.2	Processus de recombinaison	39
2.2.1	Les différents processus	39
2.2.2	Recombinaison radiative	39
2.2.3	Autres processus	43
2.3	Equilibre d'ionisation dans un gaz ionisé collisionnellement	47
2.4	Le gaz photo-ionisé : régions HII et nébuleuses planétaires	48
2.4.1	Les régions HII	48
2.4.2	Modèle de la sphère de Strömgren	48
2.4.3	Échelles de temps	50
2.4.4	Fraction neutre dans la zone ionisée	51
2.4.5	Rôle des poussières	51
2.4.6	Equilibre thermique des régions HII	52
2.4.7	Nébuleuses planétaires vs. régions HII	54
2.5	Ionisation dans les régions neutres	56
2.5.1	Milieu atomique	56
2.5.2	Milieu moléculaire	56
3	Le gaz atomique	58
3.1	Introduction	58
3.1.1	Traceurs du gaz atomique	58
3.1.2	Phases thermodynamiques	59
3.2	La raie à 21 cm	60
3.2.1	Origine de la raie	60
3.2.2	Coefficient d'absorption et émissivité de la raie	61
3.2.3	Température de spin	63
3.2.4	Épaisseur optique	63
3.2.5	Densité de colonne et température de brillance	64
3.2.6	Le HI en absorption	66
3.3	Température du gaz HI	67
3.3.1	Processus de chauffage	67
3.3.2	Processus de refroidissement	69
3.3.3	Équilibre et instabilité thermique du HI	69
3.4	Le gaz atomique dans la Galaxie	72
3.4.1	Les observations	72
3.4.2	Distribution des températures, fractions de masse, morphologies	75
3.4.3	Caractérisation de la structure à grande échelle	77
3.4.4	Caractérisation de la structure à petite échelle	81
3.4.5	Un milieu dynamique	82
4	Le gaz moléculaire	83
4.1	L'hydrogène moléculaire	83
4.1.1	Rappels sur la molécule H ₂	83
4.1.2	La formation de H ₂	86
4.1.3	La photo-dissociation de H ₂	90
4.2	Le monoxyde de carbone, traceur du gaz moléculaire	92

4.2.1	La molécule de CO	92
4.2.2	Transitions rotationnelles	92
4.2.3	L'émission CO comme traceur du gaz moléculaire	94
4.3	La distribution du gaz moléculaire dans la Galaxie	98
4.4	Les nuages moléculaires	99
4.4.1	Classification des nuages moléculaires	99
4.4.2	Distribution en masse des nuages moléculaires géants	101
4.4.3	Un exemple : Orion-Monoceros	101
4.4.4	Formation et évolution des nuages moléculaires	102
4.5	Les PDR	102
4.5.1	Les régions photo-dominées	102
4.5.2	Les modèles PDR	104
4.6	Propriétés des structures moléculaires	106
4.6.1	Loi de Larson	106
4.6.2	Estimation des propriétés des structures auto-gravitantes	106
4.6.3	Le rôle du champ magnétique	107
4.7	La chimie du gaz moléculaire	108
4.7.1	Les différents types de réactions	108
4.7.2	Quelques réseaux chimiques	109
4.7.3	Autres traceurs du gaz moléculaire	110
5	Les poussières	113
5.1	Approche observationnelle	113
5.1.1	Diagnostics	113
5.1.2	Courbe d'extinction	114
5.2	Diffusion et absorption par des particules solides	116
5.2.1	Définitions	116
5.2.2	Rappels d'électromagnétisme dans les milieux matériels	118
5.2.3	Cas des très petits grains	119
5.2.4	Cas des grains de taille comparable à λ	120
5.2.5	Extinction des différents types de grains	121
5.3	Composition et distribution en taille des grains de poussière	122
5.3.1	Détermination de la composition élémentaire	122
5.3.2	Bilan de masse	122
5.3.3	Diagnostics spectroscopiques	124
5.3.4	Modèles de poussières	126
5.4	La température des grains	126
5.4.1	Position du problème	126
5.4.2	Le cas des grains classiques	128
5.4.3	Le cas des très petits grains	132
5.4.4	Spectre d'émission des grains	133
5.5	La charge électrique des grains	134
5.5.1	Acquisition de charge électrique	134
5.5.2	Acquisition de charge par collisions	134
5.5.3	Effet photoélectrique	136
5.5.4	Distribution des charges des grains dans le MIS diffus	136
5.6	Dynamique des grains	137
5.6.1	Dynamique translationnelle	138
5.6.2	Dynamique rotationnelle	139

6	La formation des étoiles	142
6.1	Observations de la formation stellaire	142
6.1.1	Les sites de formation stellaire : associations OB, T et R	142
6.1.2	Classification des objets stellaires jeunes	144
6.1.3	Séquence d'évolution	147
6.1.4	Estimation des âges par le diagramme HR	149
6.1.5	Les amas ouverts	150
6.1.6	La fonction de masse initiale (IMF)	152
6.1.7	Observations des cœurs préstellaires	153
6.2	Des cœurs aux protoétoiles	156
6.2.1	Sphères isothermes	157
6.2.2	Instabilité gravitationnelle et approche de Jeans	158
6.2.3	Support rotationnel	160
6.2.4	Support magnétique	161
6.2.5	Temps de chute libre	164
6.2.6	La fragmentation hiérarchique	164
6.2.7	Affranchissement des supports magnétique et rotationnel	165
6.2.8	Premier cœur hydrostatique de Larson	167
6.2.9	La phase principale d'accrétion	168
6.3	L'évolution vers la séquence principale	170
6.3.1	Trajectoires de Hayashi	170
6.3.2	Trajectoires de Henyey	172
6.3.3	Temps de Kelvin-Helmholtz	173
6.3.4	La structure d'un système protostellaire	173
6.4	Les extrêmes : étoiles massives et naines brunes	175
6.4.1	Le cas des étoiles massives	175
6.4.2	Les naines brunes	177
7	L'interaction entre les étoiles et le milieu interstellaire	178
7.1	Les équations d'un fluide conducteur magnétisé	178
7.1.1	Approximation fluide	178
7.1.2	Les équations de base	178
7.2	Les chocs interstellaires	180
7.2.1	Définition et propriétés des chocs	180
7.2.2	Les chocs interstellaires	181
7.2.3	Conditions de saut : relations de Rankine-Hugoniot	181
7.2.4	Solutions post-choc	182
7.2.5	Le cas bi-fluide	185
7.2.6	Traitement numérique	186
7.3	Les vents stellaires	187
7.3.1	Propriétés	187
7.3.2	Vents d'étoiles jeunes OB	188
7.3.3	Vents d'étoiles évoluées	191
7.4	Les rémanents de supernovæ (SNR)	192
7.4.1	Impact d'une supernova sur le milieu environnant	192
7.4.2	Un modèle simple d'interaction entre une supernova et le MIS	193
7.4.3	Modèle de McKee et Ostriker du milieu interstellaire	198

1.1 Pourquoi étudier le milieu interstellaire ?

1.1.1 Un système physique complexe

Le **milieu interstellaire** (MIS)¹ désigne, par définition, l'ensemble des régions de l'espace situées entre les étoiles, à l'intérieur d'une galaxie. On peut le distinguer des environnements **circumstellaires** où les processus physiques sont dominés par l'influence d'une étoile centrale, et des environnements **intergalactiques** qui sont constitués d'un plasma très chaud et très diffus, en interaction avec les structures de la matière noire à grande échelle. Tous ces milieux présentent néanmoins des caractéristiques communes, et sont régis par les mêmes processus physiques.

Composé d'un mélange de **gaz** et de **poussières**, le MIS est parcouru par des particules de haute énergie que sont les **rayons cosmiques**, baigné de **rayonnements électromagnétiques** d'origines diverses couvrant l'ensemble du spectre, parcouru par des **ondes de choc** nourrissant une **cascade turbulente**, et traversé par un **champ magnétique** omniprésent. Il est le siège de la **formation des étoiles** et des systèmes planétaires, à la fin d'un processus complexe où gravité, turbulence, et champs magnétiques jouent un rôle essentiel. Il est aussi le lieu où **ces étoiles réinjectent matière et énergie** tout au long de leur vie, parfois de manière cataclysmique, en enrichissant le MIS en **éléments chimiques** nouveaux, qui se combinent pour former des **molécules** d'une surprenante complexité pour un environnement aussi hostile.

S'il est très peu massif, représentant $\sim 10\%$ de la masse baryonique de la Galaxie² et $\sim 1\%$ de sa masse totale, laquelle est dominée par la matière noire, le MIS joue pourtant un rôle majeur dans la formation et l'évolution des étoiles, au cœur d'un véritable **écosystème Galactique** (Fig. 1.1). En effet, il est observé que les étoiles naissent au sein de **filaments** nichés dans les régions les plus denses et froides du MIS, les **nuages moléculaires**, et que ces mêmes étoiles rétroagissent³ constamment sur le MIS environnant, tant radiativement que mécaniquement (jets, vents stellaires, supernovæ). Pour les astrophysiciens, le MIS apparaît également comme le pinnacle des **systèmes physiques complexes**, car les processus qui le régissent, en interaction parfois fortement **non-linéaire**, couvrent l'ensemble des domaines de la physique, de la mécanique à l'électromagnétisme, en passant par la thermodynamique et les processus quantiques. Enfin, le MIS est un laboratoire de la physique dans des conditions extrêmes, puisque la **densité des particules**⁴ qu'on y trouve varie typiquement de $n_H \sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ dans les régions les plus diffuses à $n_H \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ dans les régions les plus denses⁵, et que les **températures**

1. En anglais **interstellar medium (ISM)**.

2. Par convention, "la Galaxie", avec une majuscule, désigne notre galaxie.

3. En anglais, on parle de **feedback**.

4. On désigne ainsi la densité volumique des protons, notée n_H .

5. Remarquons que cette densité de particules, qui est rencontrée au sein des **cœurs denses** de température $T \sim 10 \text{ K}$, correspond à une pression de l'ordre de 10^{-10} Pa , un régime qui est difficilement accessible en laboratoire sous le terme

peuvent atteindre des valeurs extrêmes, de ~ 10 K à 10^6 - 10^7 K. En résumé, le MIS est donc tout à la fois le rêve et le cauchemar des astrophysiciens.

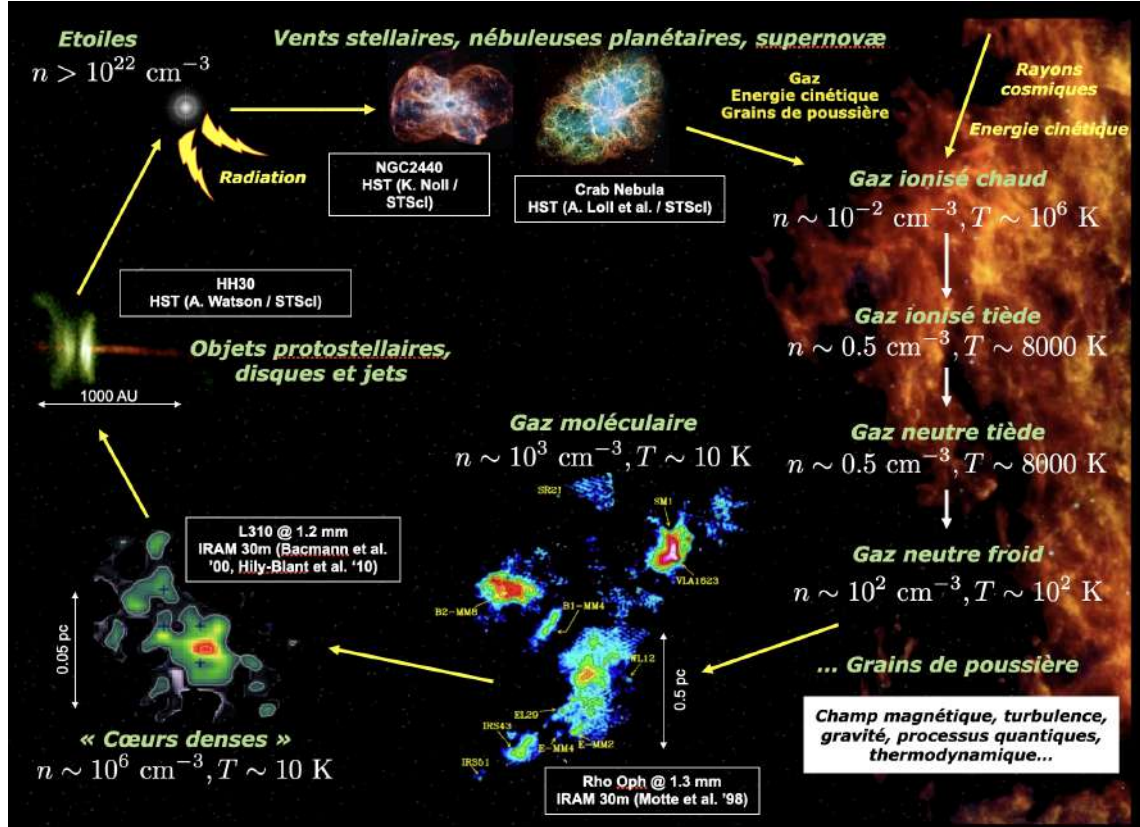


FIGURE 1.1 – Le cycle de la matière interstellaire.

Exercice 1 : Montrer que, dans un cœur moléculaire dense ($n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $T = 10 \text{ K}$), la pression du gaz est bien de l'ordre de 10^{-10} Pa .

1.1.2 Des questions fondamentales, parfois encore ouvertes

Le taux de formation stellaire

Si l'on se penche un peu plus précisément sur la connection entre physique du milieu interstellaire et formation des étoiles, on devra s'interroger sur les processus capables de mener du gaz interstellaire diffus (densité de protons $n_{\text{H}} \sim 1 \text{ cm}^{-3}$) aux densités des objets stellaires ($n_{\text{H}} \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$), soit **23 ordres de grandeur en densité**. On évoquera alors la question du **taux de formation stellaire** (SFR), qui représente la masse de nouvelles étoiles formées par unité de temps,

$$\dot{M}_{\star} \equiv \frac{dM_{\star}}{dt} \quad (1.1)$$

qu'on estime à environ $\dot{M}_{\star} \approx 1.3 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ dans notre Galaxie, soit deux ordres de grandeur inférieur à celui auquel on s'attendrait si l'on laissait le gaz disponible s'effondrer sur lui-même sous l'effet de d'extreme-high vacuum (XHV).

sa propre gravité⁶. Cette **régulation (modération) de la formation stellaire**, doit s'interpréter au travers de l'action combinée de la turbulence, du champ magnétique, et des processus de rétroaction, mais elle est encore mal comprise.

Exercice 2 : Montrer que le taux de formation stellaire attendu sous l'effet de la seule gravité serait effectivement cent fois plus élevé. On pourra chercher dans les chapitres suivants ou dans la littérature les données nécessaires.

L'efficacité de formation stellaire

Tout le gaz disponible M_H n'étant pas incorporé dans des étoiles, il se pose la question connexe de savoir ce qui détermine **l'efficacité de la formation stellaire** (SFE)

$$\eta \equiv \frac{M_\star}{M_H} \quad (1.3)$$

rapport entre la masse des étoiles formées et la masse de gaz disponible dans une région donnée de la Galaxie, et si cette efficacité évolue en fonction de l'environnement et de l'époque cosmique. Dans notre Galaxie, les estimations de cette efficacité à l'époque actuelle [12] sont de l'ordre de 3% – 6%, à partir de la mesure des masses des objets stellaires jeunes (YSO) et de celles des nuages qui les abritent. Ces faibles valeurs traduisent l'efficacité des processus de rétroaction qui stoppent l'effondrement du gaz en étoiles. Le **temps de déplétion**

$$t_{\text{dep}} = \frac{M_H}{\dot{M}_\star} \quad (1.4)$$

est alors de l'ordre de $3 - 7 \cdot 10^7$ an. L'inverse de ce temps est d'ailleurs parfois appelé efficacité de la formation stellaire, en ce sens que, si l'on suppose que le réservoir de gaz reste disponible, on a

$$\eta = \int \frac{dt}{t_{\text{dep}}} \quad (1.5)$$

À l'échelle des galaxies, l'efficacité de la formation stellaire est souvent illustrée par la **relation de Schmidt-Kennicutt** entre la densité (surfactive) du gaz Σ_H exprimée en $M_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$ et la densité (également surfactive) de formation stellaire Σ_{SFR} exprimée en $M_\odot \cdot \text{pc}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_H^n \quad (1.6)$$

où l'indice est estimé à $n = 1.4 \pm 0.15$ dans l'article original [13] mélangeant en réalité des galaxies de types divers. La loi d'échelle varie en effet significativement, comme le montre la courbure de la Fig. 1.2. L'efficacité de formation stellaire, intégrée selon l'Eq. 1.5 sur 10^8 ans, varie entre moins de 1% pour les galaxies à faible brillance de surface (LSB) à presque 100% pour les galaxies à flambée d'étoiles (starbursts).

La fonction de masse initiale

Dans le même thème, on cherche à comprendre ce qui gouverne la **fonction de masse initiale** des étoiles (IMF pour *Initial Mass Function*), c'est-à-dire la distribution en masse des nouvelles étoiles (Fig. 1.3), étant entendu que cette masse initiale⁷ est un paramètre déterminant pour l'ensemble de la

6. Une estimation récente [11], faite à partir d'une analyse Bayésienne hiérarchique de mesures du taux de formation stellaire dans la littérature, donne

$$\dot{M}_\star = 1.65 \pm 0.19 M_\odot \cdot \text{an}^{-1} \quad (1.2)$$

7. Ce qualificatif est essentiel étant donné les épisodes de perte de masse que peuvent connaître certaines étoiles au cours de leur vie.

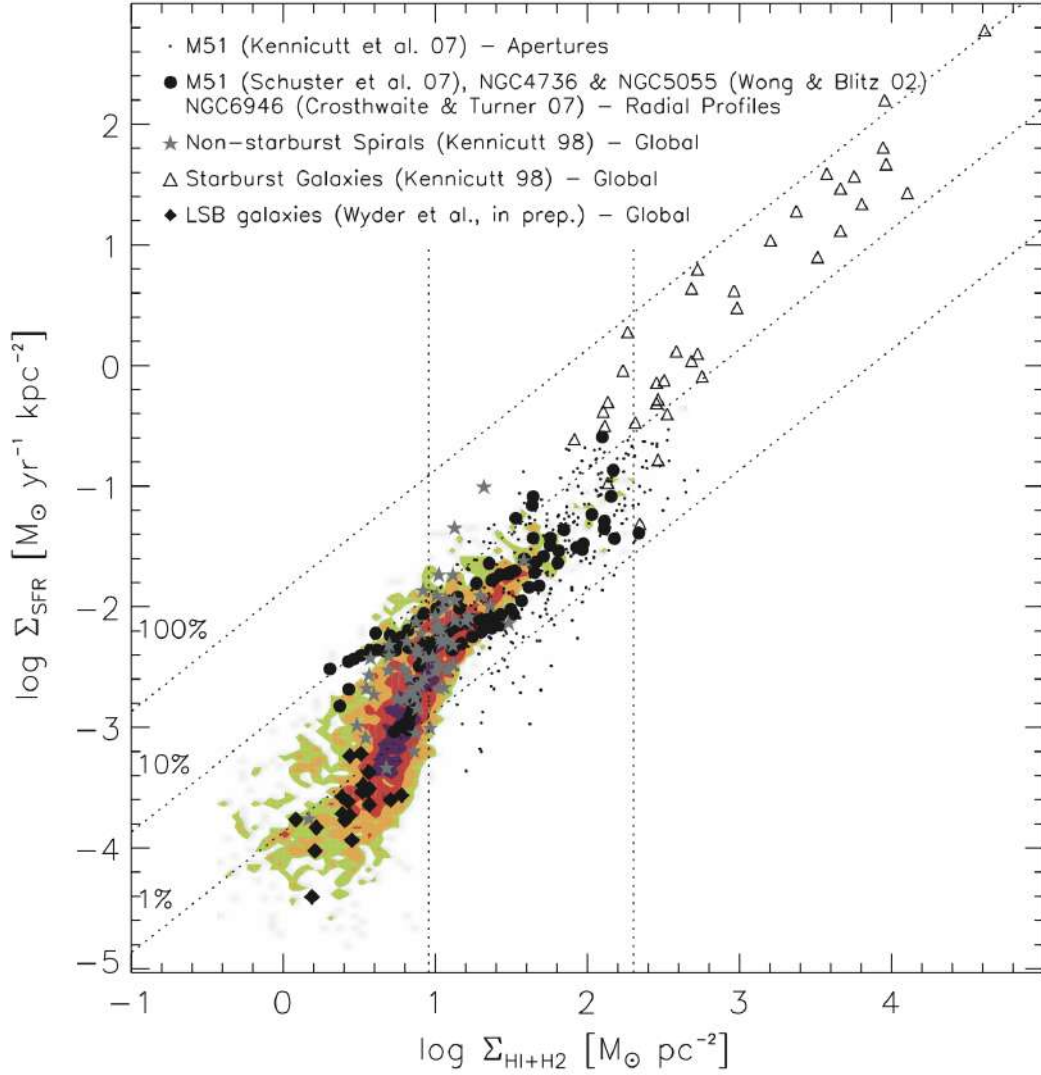


FIGURE 1.2 – Relation de Schmidt-Kennicutt composite, issue de [14]. Les droites en pointillés indiquent les taux de formation stellaires (Σ_{SFR}) nécessaires pour convertir 1%, 10% et 100% d'une masse de gaz donnée ($\Sigma_{\text{H}} = \Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$) en étoiles sur un temps de 10^8 ans, à SFR constant.

vie d'une étoile. Cette fonction de masse initiale est définie par⁸

$$\xi(M_*) \equiv \frac{dN}{d \log M_*} = M_* \frac{dN}{dM_*} \quad (1.7)$$

où dN est le nombre d'étoiles formées dont la masse initiale est comprise en M_* et $M_* + dM_*$. On ne sait pas encore précisément, en particulier, si cette fonction est "universelle" ou bien si elle dépend des conditions environnementales, ce qui recouvre la variabilité spatiale au sein d'une même galaxie aussi bien que la variabilité en fonction du redshift eu égard au changement de composition chimique du gaz. Le lien de l'IMF avec la fonction de masse des cœurs denses (CMF) où naissent les étoiles est en particulier le sujet de nombreuses études observationnelles, telles que le relevé ALMA-IMF [15].

8. Il faut prendre garde à la littérature, qui n'est pas toujours cohérente avec cette définition, et utilise parfois ce terme pour dN/dM_* .

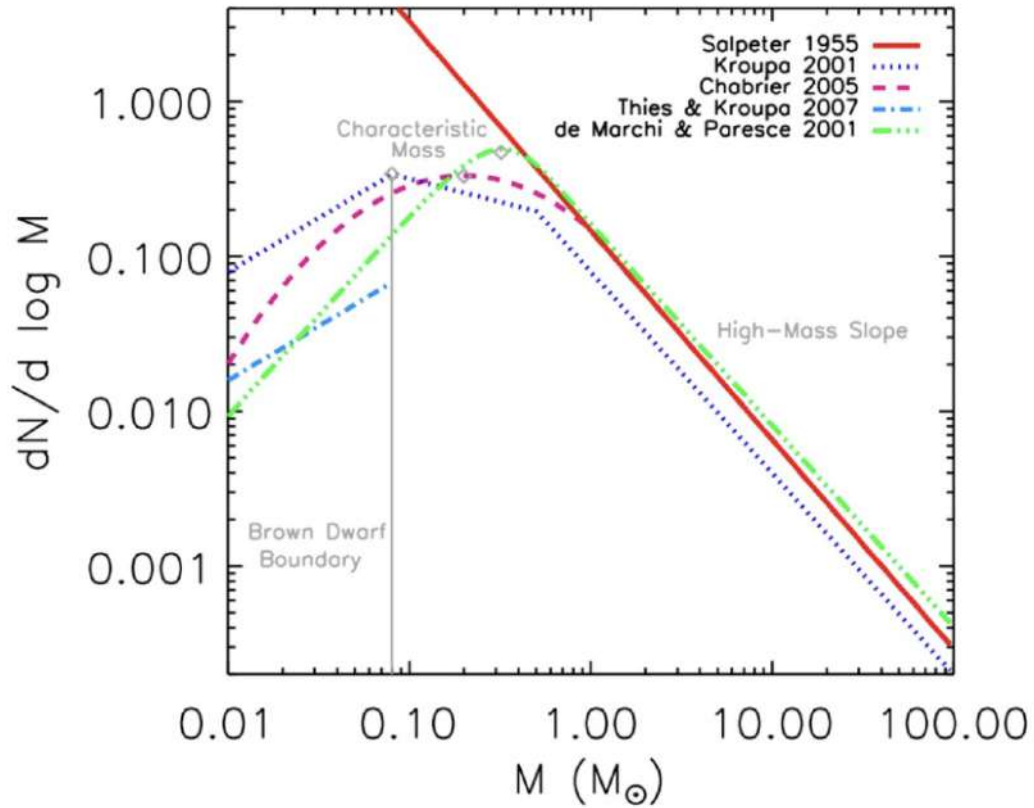


FIGURE 1.3 – Fonction de masse initiale des étoiles [16]. Les différentes courbes correspondent à différents modèles empiriques ou semi-empiriques de l'IMF. Leurs écarts aux faibles masses sont dûs à l'incomplétude des relevés, associée à leur sensibilité limitée.

La structuration du milieu interstellaire, signature d'une physique complexe et non-linéaire

On ne comprend pas encore bien non plus comment est régie la structuration du milieu interstellaire, dont on observe qu'il existe sous plusieurs **phases thermodynamiques** distinctes mais mêlées, et comment le gaz évolue dynamiquement d'une phase à l'autre. Dit plus généralement, on cherche à comprendre comment interagissent les processus physiques qui déterminent la **structure complexe et filamenteuse** (comme l'illustre la Fig. 1.4), la dynamique, et l'évolution du milieu interstellaire, sa composition chimique et ses conditions physiques comme la densité du gaz, la température, la fraction d'ionisation ou encore les conditions d'irradiation auxquelles il est soumis (Fig. 1.5), étant entendu qu'il convient également de comprendre comment on peut, d'abord, déterminer ces conditions physiques à partir des observations⁹.

La physique du milieu interstellaire et la formation des systèmes planétaires

La physique du MIS joue également un rôle dans la formation des systèmes planétaires, qui naissent en même temps que les **objets stellaires jeunes** (*Young Stellar Objects*, YSO), au sein de **disques protoplanétaires** (*Proto-Planetary Disks*, PPD). La composition chimique de ces nouvelles planètes est potentiellement héritée de celle du nuage interstellaire parent, mais elle est peut-être, au contraire,

9. On se reportera au cours F05 "Transfert de rayonnement et interaction matière-rayonnement".

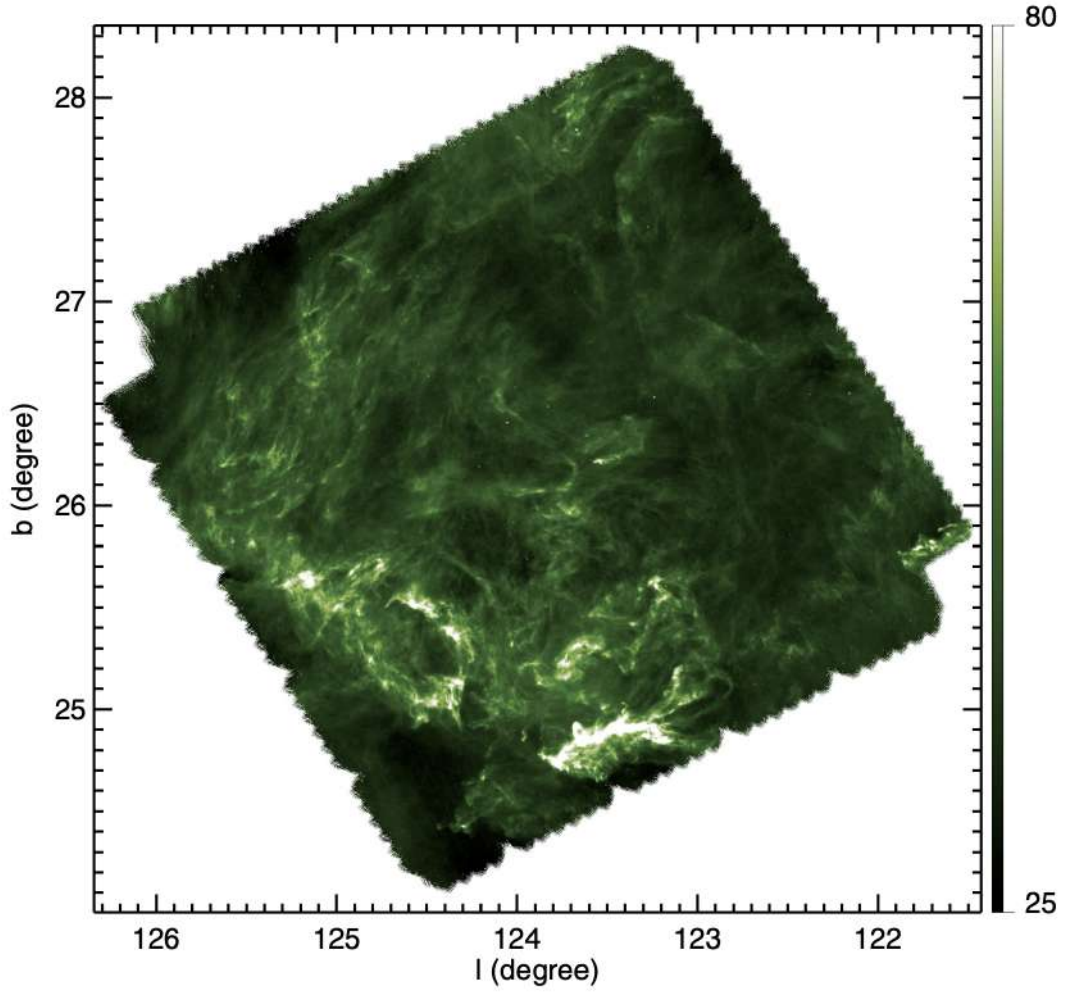


FIGURE 1.4 – Emission à $250\ \mu\text{m}$ du nuage moléculaire de Polaris Flare, obtenue avec Herschel/SPIRE. Figure issue de [17].

fortement altérée. C'est la question de l'**héritage chimique** au cours de la formation stellaire. Ce processus de contraction fantastique nécessitant l'évacuation d'une grande quantité de moment cinétique, on observe la formation de **jets protostellaires** et de **flots** (*ouflows* en anglais), qui impactent le milieu environnant (Fig. 1.6). D'autres processus de rétroaction sont d'ailleurs à l'œuvre, **vents stellaires** des étoiles jeunes comme évoluées, **rémanents de supernovæ** (*supernovæ remnants*, SNR), formation de **régions HII** autour des jeunes étoiles massives, qui peuvent potentiellement expliquer la formation de nouvelles étoiles par compression des régions voisines (*triggered star formation*) ou au contraire supprimer cette possibilité en dispersant le gaz (*negative feedback*).

La physique du milieu interstellaire et l'évolution des galaxies

Enfin, la physique du MIS participe à l'**évolution des galaxies**. Ainsi, la variabilité de l'efficacité de formation stellaire prend, à l'échelle des galaxies, la forme de la **loi de Schmidt-Kennicutt** déjà mentionnée plus haut, reliant le taux de formation stellaire par unité de surface à la densité surfacique du gaz, $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{H}}^n$, avec un exposant n de l'ordre de 1.5, mais qui tend à diminuer ($n \sim 1$) dans les galaxies les plus massives. Aux échelles cosmologiques (Fig. 1.7), on observe une évolution

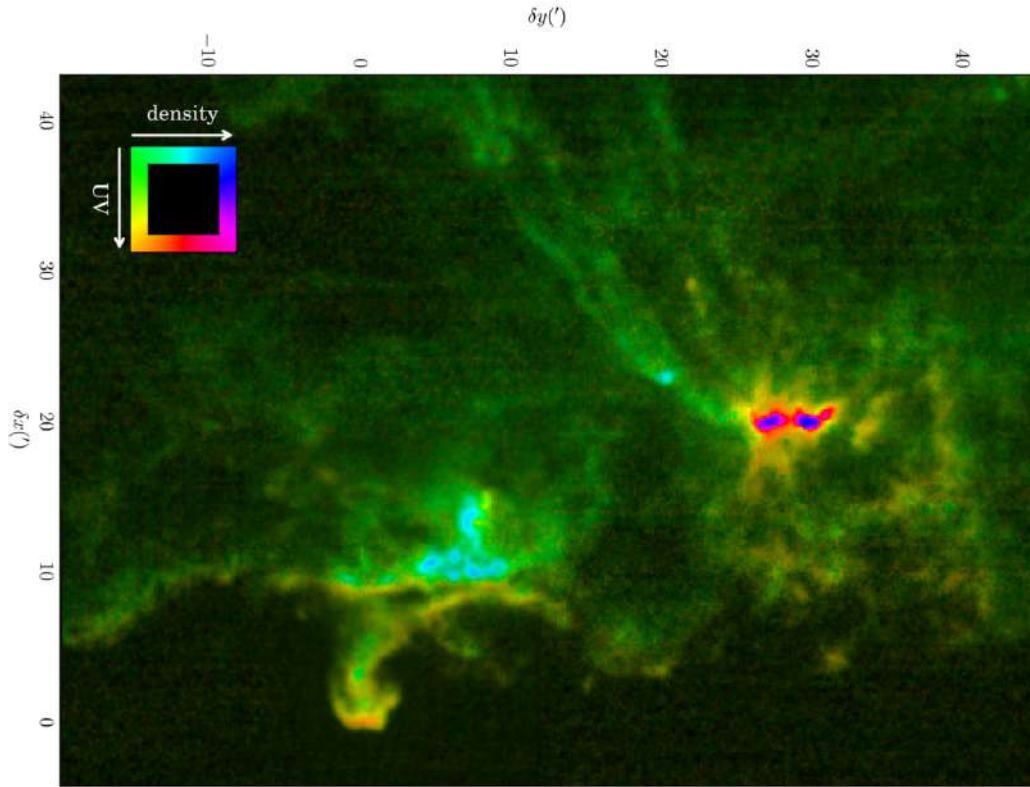


FIGURE 1.5 – Représentation des données IRAM du relevé ORION-B dans le nuage moléculaire du même nom, montrant la densité de colonne N_H du gaz (intensité) et des *proxies* de la densité volumique n_H et de l'irradiation UV U (teinte). Figure issue de [18].

du taux de formation stellaire en fonction du redshift, avec un maximum aux alentours de $z \sim 2-3$ (*cosmic noon*), une augmentation de la densité stellaire $\rho_*(z)$ et de la métallicité $Z(z)$ aux redshifts les plus bas, toutes tendances qu'on interprète comme étant dues à l'**incorporation des baryons** du gaz interstellaire dans les étoiles, à la **nucléosynthèse stellaire**, et à la **réinjection** de ces éléments dans le milieu interstellaire via les vents et les supernovæ. Les poussières jouant un rôle important dans le refroidissement du gaz nécessaire à la formation des étoiles, cela pose la question des processus à l'œuvre dans des environnements à très faible métallicité, pour former les **premières étoiles (population III)**. À ce titre, les observations de galaxies proches à faible métallicité, comme les nuages de Magellan [19], fournissent de bons modèles de ce qui a pu se passer à haut redshift.

1.2 Structure et composition du MIS

1.2.1 Un tour de la galaxie

Notre Galaxie (Fig. 1.8) est une **spirale barrée**, dont le **disque stellaire** fait approximativement 15 kpc de rayon. Le système solaire se trouve à environ 8.5 kpc du centre Galactique, au sein du bras d'Orion. Dans celui-ci et dans les autres bras (Persée, Règle-Cygne, Centaure et Sagittaire), on observe des étoiles jeunes et massives de type spectral O et B, souvent formées en **amas**, et qui produisent des régions HII. On y observe également des **nuages sombres (dark clouds)** où la poussière éteint le rayonnement des étoiles d'arrière-plan. Dans le disque, la distribution verticale des étoiles



FIGURE 1.6 – Jet et flot protostellaires HH211 observés en infrarouge proche avec JWST. [Crédit : ESA / Webb, NASA, CSA, Tom Ray (Dublin)].

suit approximativement une loi exponentielle, avec une **échelle de hauteur** de l'ordre de 250 pc^{10} . Au centre de la galaxie, un **bulbe** approximativement sphérique, de rayon 2 kpc , contient très peu de gaz ou de poussière, et donc principalement de vieilles étoiles, avec une densité pas si différente néanmoins de celle du voisinage solaire ($\sim 1 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-3}$). Un **halo sphérique**, de rayon 30 à 40 kpc , est principalement constitué d'**amas globulaires**. Là encore, il y a très peu de poussière et de gaz, et le halo est principalement composé de vieilles étoiles de faible métallicité. Enfin, un **halo sphérique de matière noire** d'un rayon de 100 à 200 kpc englobe le tout.

Au voisinage du Soleil, la densité du gaz est très faible, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, et la température est très élevée ($\sim 10^6 \text{ K}$), ce qui correspond aux conditions du **gaz coronal** ou **HIM** pour *Hot Ionized Medium*. On a de bonnes raisons de penser que cette **bulle locale** [22], de forme approximativement ellipsoïdale, grossièrement centrée sur le Soleil et de rayon $\sim 150\text{-}200 \text{ pc}$, a pour origine des restes de plusieurs supernovæ¹¹ ayant explosé il y a 10 à 15 Myr [23] et que cette superbulle a potentiellement "percé" le disque Galactique vers le nord pour former une cheminée [24].

10. Comme on le verra, les échelles de hauteur du gaz sont plus faibles, $h_{\text{HI}} \sim 100 \text{ pc}$ et $h_{\text{H}_2} \sim 60 \text{ pc}$, mais cette épaisseur du disque stellaire plus grande est due au chauffage cinématique (voir le cours T12 "Dynamique galactique").

11. Ceci ne signifie pas que le Soleil aurait été balayé par ses explosions, mais plutôt que notre système est entré dans cette bulle locale préexistante il y a $\sim 4.5 \text{ Myr}$

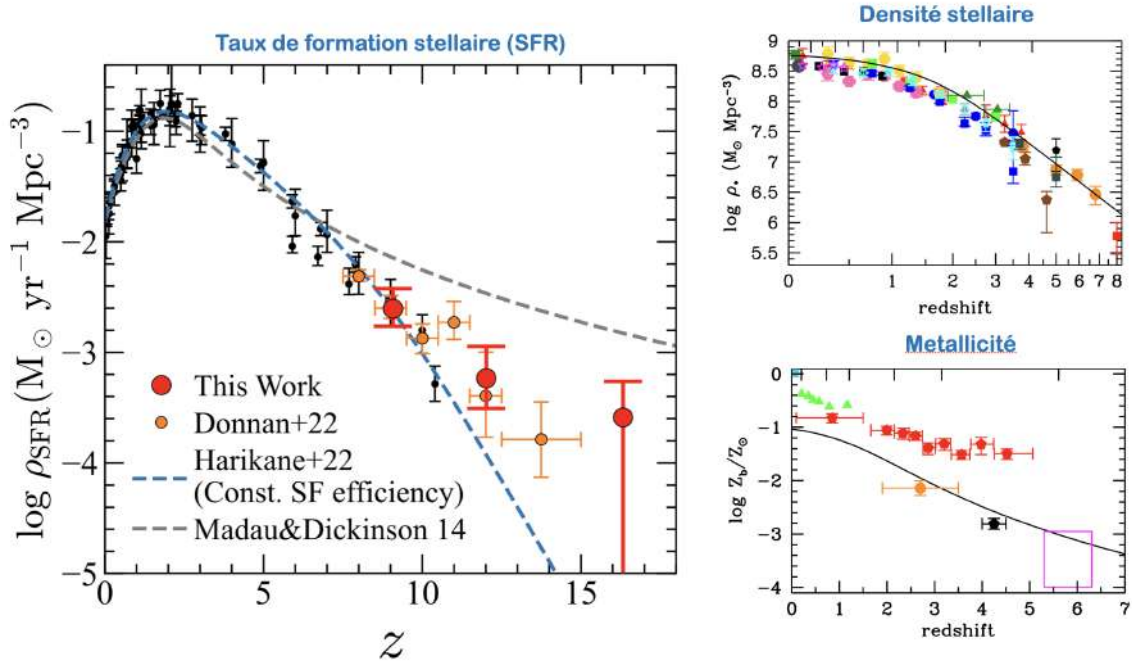


FIGURE 1.7 – Evolution du taux de formation stellaire (à gauche), de la densité des étoiles (en haut à droite) et de la métallicité (en bas à droite) avec le redshift. Les figures de droite sont issues de [20], la figure de gauche est plus récente, incluant des mesures avec JWST, et est issue de [21].

1.2.2 Bilans de masse

Si la masse totale de la Galaxie, jusqu'aux confins du halo de matière noire, est estimée à environ $1.5 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ [25], celle à l'intérieur d'un rayon de 15 kpc autour du centre Galactique est d'environ $10^{11} M_{\odot}$, répartie également entre les étoiles ($\sim 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$) et la matière noire ($\sim 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$). Dans ce même volume, **la masse de gaz est estimée à environ $\sim 6.7 \cdot 10^9 M_{\odot}$, dont 73% d'hydrogène et 27% d'hélium**, les autres éléments contribuant de manière négligeable au bilan de masse. L'hydrogène est présent sous différentes formes : **60% sous forme atomique neutre $H I$, 23% sous forme ionisée $H II$ et 17% sous forme moléculaire H_2** , ces pourcentages étant entendus en masse.

Le MIS Galactique est l'un des éléments d'un système dynamique plus vaste, et il échange de la masse avec les autres éléments de ce système (Fig. 1.9) que sont le milieu intergalactique, les étoiles, et les vestiges stellaires (naines blanches, étoiles à neutrons, trous noirs). On estime ainsi l'influx de masse¹² du milieu intergalactique vers le milieu interstellaire Galactique à environ $0.5 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Dans le même temps, $1.3 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ sont convertis en étoiles à partir du MIS, c'est le fameux **taux de formation stellaire** déjà mentionné. Au travers des épisodes de perte de masse (vents, nébuleuses planétaires, novæ et supernovæ), $0.5 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ sont retournées au MIS. Enfin, $0.2 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ sont bloqués *ad vitam æternam* dans les vestiges stellaires.

1.2.3 Les acteurs de la physique interstellaire

Les différents acteurs de l'écosystème interstellaire, qu'on présentera en détail dans la suite, sont :

- **Le gaz**, constitués d'ions, d'atomes et molécules présentant le plus souvent des distributions de vitesses thermiques (distribution de Maxwell-Boltzmann), étant entendu que la température

12. Dû à la chute dans le puits de potentiel de la matière noire

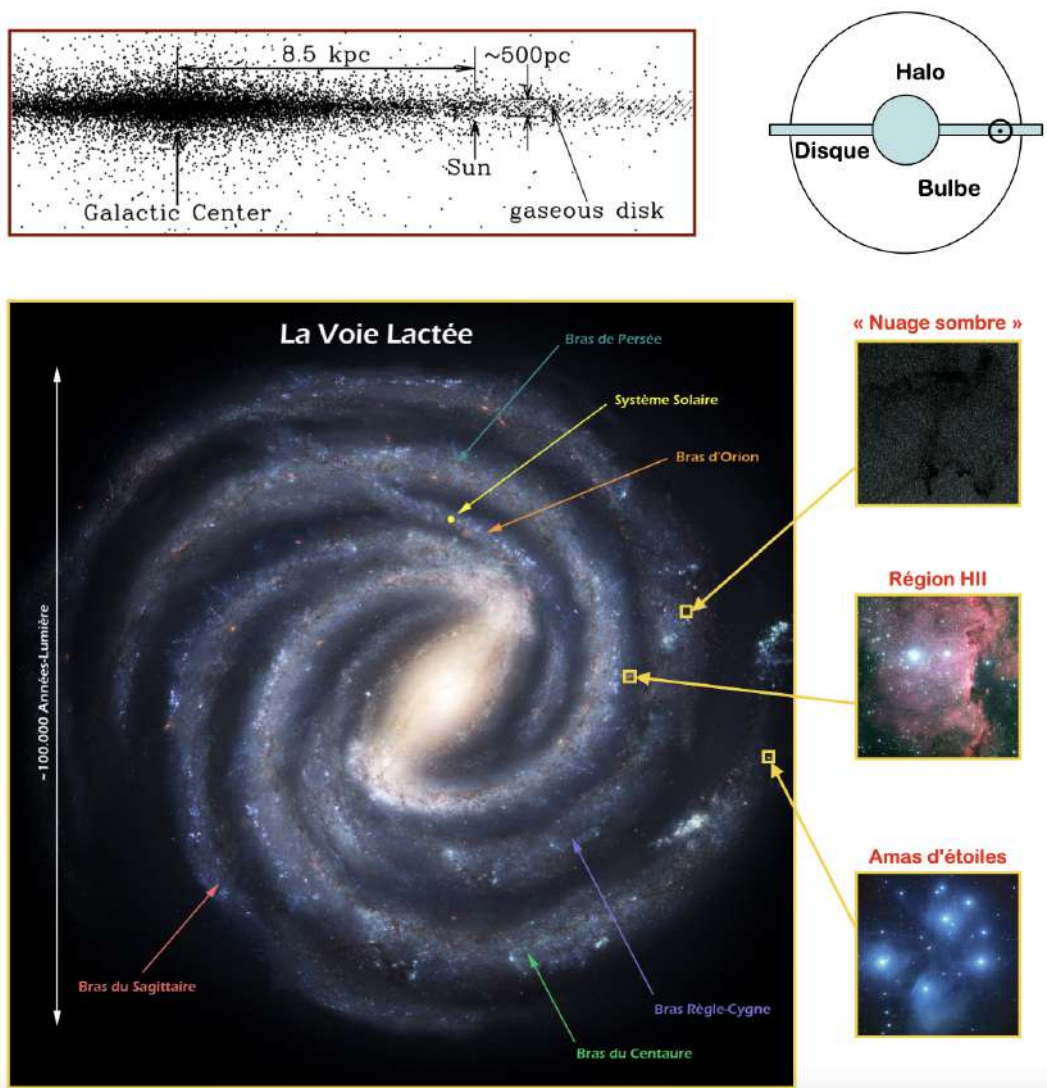


FIGURE 1.8 – Structure de la Galaxie

peut varier d'un point à un autre. Il présente des compositions chimiques variées, qui sont l'objet de l'**astrochimie**¹³.

- **Les poussières**, des particules solides mélangées au gaz, de formes complexes, dont la taille varie typiquement de $\sim 1 \text{ nm}$ à $\sim 10 \mu\text{m}$, et constitués majoritairement d'éléments lourds (carbone, silicium, magnésium, fer, oxygène). On distingue les grains carbonés et les silicates.
- **Les rayons cosmiques**, des particules de haute énergie, essentiellement des électrons, des protons et des noyaux atomiques, accélérés à des vitesses relativistes.
- **Le rayonnement électromagnétique**, qui a plusieurs origines : rayonnement stellaire dans le visible et l'UV, émission thermique des poussières dans l'infrarouge, raies spectrales atomiques et moléculaires, rayonnement *free-free* (autrement appelé *Bremsstrahlung*), rayonnement synchrotron, rayonnements X et γ associés aux objets compacts, et, baignant le tout, le fond diffus cosmologique (CMB).

13. Voir le cours T14 "Astrochimie et Exobiologie".

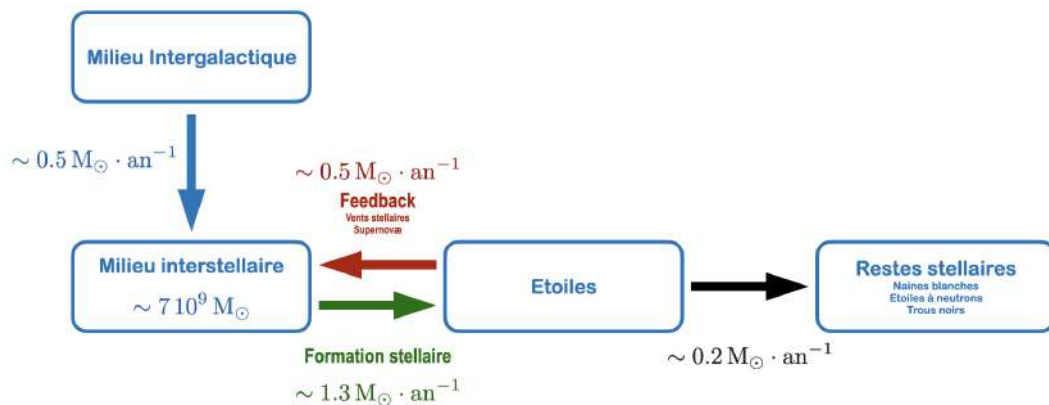


FIGURE 1.9 – Bilan de masse du milieu interstellaire. Figure adaptée de [1].

- **Le champ magnétique**, dont l'origine est liée à un effet dynamo du fluide ionisé en mouvement que constitue le MIS Galactique. Il contrôle la propagation des rayons cosmiques et participe à leur accélération. Il joue également un rôle dynamique dans la formation des structures du MIS et la régulation de la formation stellaire.
- **Le champ gravitationnel**, essentiellement dû aux étoiles, il peut être localement dominé par l'auto-gravité du gaz dans les régions les plus denses.
- **La turbulence**, entretenue par la rotation différentielle de la Galaxie et par les explosions de supernovæ, elle joue un rôle dans la formation des structures du MIS et régule en partie la formation stellaire.

1.2.4 Densités et bilan d'énergie du MIS

À ces différents acteurs sont associées diverses formes d'énergie dont il est possible d'estimer la densité volumique, au moins pour le MIS local : énergie thermique, énergie cinétique turbulente, énergie radiative des étoiles, énergie radiative des poussières, CMB, énergie magnétique, énergie des rayons cosmiques, énergie gravitationnelle. On constate que **toutes ces densités d'énergie sont du même ordre de grandeur, entre $0.3 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$ et $1.4 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$** . On est donc dans une situation proche de **l'équipartition**. Il est probable que certaines "identités" soient fortuites, mais d'autre témoignent des forts **couplages** entre processus physiques.

Exercice 3 : Chercher quelques exemples de couplages permettant de comprendre pourquoi telle et telle densités d'énergie sont proches l'une de l'autre.

Par conséquent, il est souvent difficile de négliger un processus devant les autres, rendant la physique du MIS extrêmement complexe à résoudre. C'est d'autant plus vrai que **le MIS est loin d'être à l'équilibre thermodynamique** : de même qu'il échange de la masse avec son environnement, il échange aussi de l'énergie. Il en reçoit essentiellement de la part des étoiles (rayonnement UV et énergie cinétique des ejecta de supernovæ), la convertit sous les diverses formes mentionnées à l'instant, et il la perd *in fine* en rayonnant vers le milieu extragalactique.

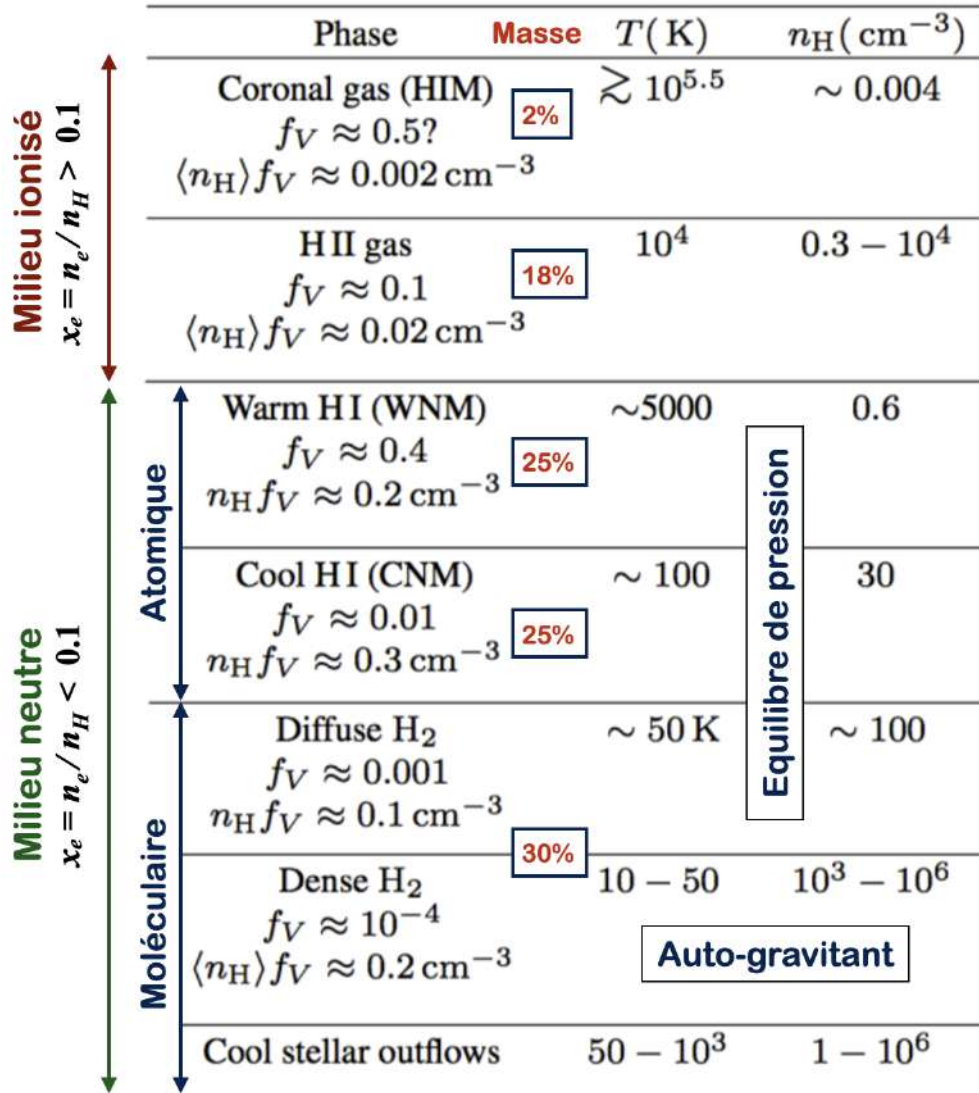


FIGURE 1.10 – Les différentes phases thermodynamiques du gaz interstellaire. Adapté de [1].

1.3 Le gaz interstellaire

1.3.1 Un milieu multiphasique et dynamique

Le gaz interstellaire se présente sous différentes phases (Fig. 1.10), caractérisées par des valeurs notablement différentes de la densité du gaz n_H , de la température T , ou encore de la fraction d'ionisation x_e . On distingue ainsi :

- **Le gaz coronal ou HIM (Hot Ionized Medium)** : très chaud ($T \sim 10^6 \text{ K}$ à 10^7 K) et diffus ($n_H \sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$), il remplit une grande fraction du volume du MIS ($f_V \sim 0.5$), mais n'en représente que 2% en masse. Il est issu des restes d'explosions de supernovæ.
- **Le gaz HII photo-ionisé ou WIM (Warm Ionized Medium)** : lui aussi très chaud ($T \sim 10^4 \text{ K}$), il peut présenter des densités variables ($n_H \sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$ à 10^4 cm^{-3}) car il est associé aux régions HII dont l'évolution démarre de régions denses des nuages moléculaires. De ce fait, il représente 18% en masse du gaz, malgré sa faible fraction volumique $f_V \sim 0.1$.

- **Le gaz atomique chaud ou WNM (Warm Neutral Medium)** : légèrement moins chaud ($T \sim 5000$ K), sa densité est typiquement $\sim 0.6 \text{ cm}^{-3}$. Il représente 40% en volume ($f_V \sim 0.4$) et 25% en masse du gaz.
- **Le gaz atomique froid ou CNM (Cold Neutral Medium)** : nettement plus froid ($T \sim 100$ K) et dense ($n_H \sim 30 \text{ cm}^{-3}$), il se forme par instabilité thermique du WNM pour certaines conditions de pression et d'irradiation. Il occupe seulement 1% du volume du MIS, mais représente lui aussi 25% de la masse du gaz.
- **Le gaz moléculaire diffus** : de température et de densité proches de celles du CNM ($T \sim 50$ K et $n_H \sim 100 \text{ cm}^{-3}$), il se caractérise par la prépondérance de la forme moléculaire de l'hydrogène. Il occupe 0.1% du volume du MIS et en représente 10% en masse.
- **Le gaz moléculaire dense** : légèrement plus froid ($T \sim 10$ K à 50 K) et potentiellement nettement plus dense ($n_H \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ à 10^6 cm^{-3}), il forme des structures auto-gravitantes occupant un volume très faible ($f_V \sim 10^{-4}$), mais représentant 20% en masse, dans lesquelles naissent les étoiles.

On notera que le HIM, les deux milieux atomiques (WNM, CNM) et le milieu moléculaire diffus sont en **équilibre de pression**, avec $P/k_B = n_H T \sim 3000 \text{ K} \cdot \text{cm}^{-3}$. Il faut également être conscient qu'on observe en réalité un continuum de conditions physiques, et non une séparation aussi claire que cette description pourrait le laisser entendre, et que le gaz transite d'une phase à l'autre de manière dynamique, sous l'effet de processus divers de **chauffage** (ondes de choc des supernovæ, rayons cosmiques, effet photoélectrique sur les grains), de **refroidissement** (expansion adiabatique, rayonnement *free-free*, raies atomiques et moléculaires) et d'**ionisation** (collisionnelle, par les photons UV des étoiles ou les rayons cosmiques).

Enfin, chaque phase est observée par le biais de **traceurs** spécifiques :

- Emission UV, X et synchrotron radio pour le gaz coronal ;
- Emission continuum radio et raies de recombinaison optiques de l'hydrogène pour le WIM ;
- Absorption et émission du H I à 21 cm, émission infrarouge de la poussière, raies de structure fine (C II, O I) et raies d'absorption UV/visibles des métaux pour le gaz atomique ;
- Emission du monoxyde de carbone et d'autres molécules (raies rotationnelles millimétriques) et de la poussière dans l'infrarouge lointain, raies d'absorption électronique de H_2 pour les phases moléculaires.

1.3.2 Composition chimique

Eléments chimiques

Du point de vue des éléments chimiques qui composent le gaz, si 99% des atomes présents sont H ou He (avec un rapport en nombre $x_{\text{He}} = N_{\text{He}}/N_{\text{H}} \approx 0.1$), et donc issus de la **nucléosynthèse primordiale** en compagnie de traces de deuterium et de lithium (34 ppm et $2 \cdot 10^{-3}$ ppm par rapport à H, respectivement), les autres éléments présents dans le MIS¹⁴ sont issus de la **nucléosynthèse stellaire**, aussi appelée **astration**. Les plus abondants sont O (537 ppm), C (295 ppm), Fe (93 ppm), N (74 ppm), Mg (44 ppm) et Si (36 ppm). Les vents stellaires et les explosions de supernovæ permettent cet enrichissement du MIS, quantifié par la notion de **métallicité**, définie comme

$$Z = \sum_{i>\text{He}} \frac{m_i}{M} = 1 - X - Y \quad (1.8)$$

où m_i est la masse de l'élément i présent dans un système de masse totale M . X et Y représentent les fractions en masse de l'hydrogène et de l'hélium. On prend souvent la métallicité solaire $Z_{\odot} = 0.0134$ comme référence, et on constate par exemple que la **métallicité augmente vers le centre Galactique**,

14. Certains éléments lourds sont formés dans les événements violents comme les supernovæ, comme le montre la Fig. 1.11

avec typiquement un gain de 0.1 par kpc, ce qu'on interprète comme l'effet d'une formation stellaire plus intense dans les régions centrales de la Galaxie.

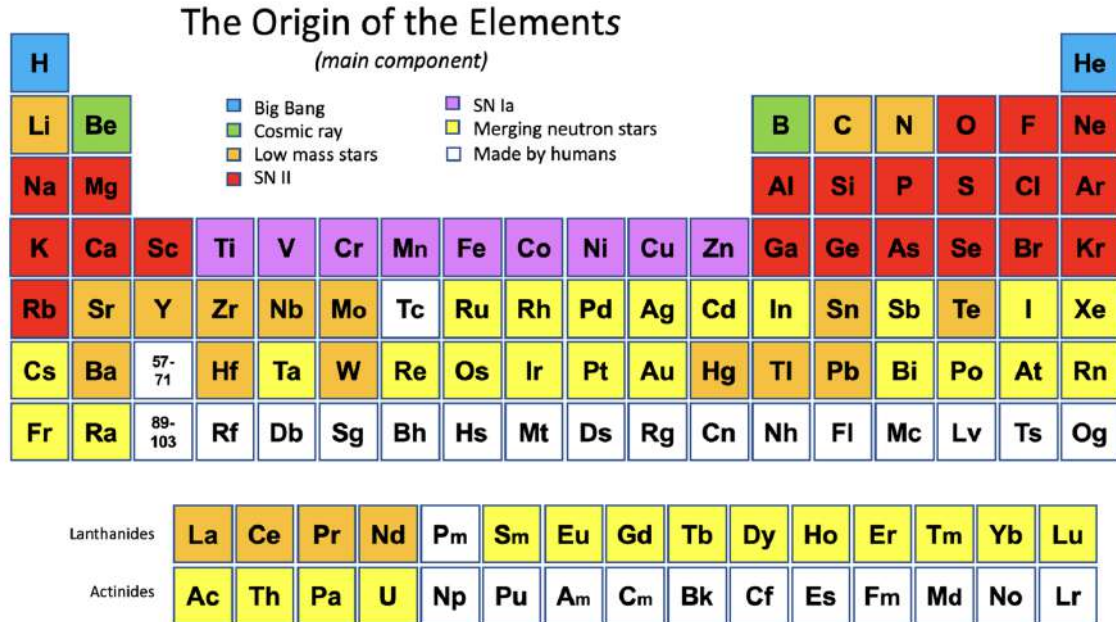


FIGURE 1.11 – Les principales sources des éléments chimiques dans l'Univers.

Molécules

Les éléments, loin de rester isolés, forment des **édifices moléculaires** parfois complexes. À ce jour, on a détecté **plus de 320 molécules** dans le milieu interstellaire ou les environnements circumstellaires (Fig. 1.12), via leurs signatures spectrales, qu'il s'agisse de transitions électroniques dans le visible ou l'UV ou de transitions rovibrationnelles dans les domaines infrarouge et surtout radio. On détecte notamment des **espèces isotopologues**, dans lesquelles un atome est celui d'un isotope minoritaire, telles $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$. L'intérêt de ces isotopologues est que ces espèces minoritaires peuvent présenter des raies optiquement minces, permettant une mesure de la densité de colonne, là où l'espèce majoritaire est saturée. Il faut prendre garde que le rapport des abondances des espèces moléculaires peut ne pas refléter le rapport isotopique élémentaire, en raison de processus chimiques favorisant tel ou tel isotope, notamment à basse température. On parle de **fractionation isotopique**. Un cas particulier important est celui des espèces deutérées, où D remplace H, comme DCN ou NH_2D^+ , auquel cas on parle de **deutération**. Notons enfin que certaines espèces détectées dans les environnements d'étoiles évoluées, telles le carbure de silicium (SiC), sont très probablement les précurseurs d'édifices plus gros, les grains de poussière.

1.4 Les grains de poussière

1.4.1 Structure

Les grains sont des agrégats solides, essentiellement composés de carbone et de silicates¹⁵ dont la taille varie du nanomètre (soit quelques atomes) à la dizaine de micromètres, suivant une **distribution**

15. Les silicates sont des sels combinant le dioxyde de silicium SiO_2 à d'autres oxydes métalliques (fer, magnésium, essentiellement).

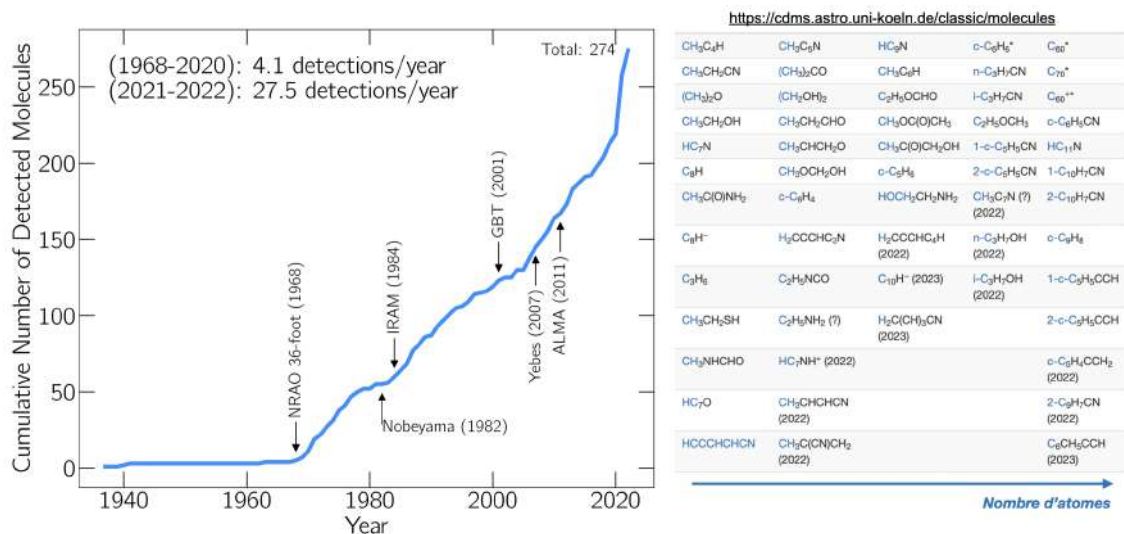


FIGURE 1.12 – Quelques unes des molécules détectées dans le milieu interstellaire. La figure de gauche, issue de [26], montre la croissance du nombre de détections de nouvelles espèces en fonction du temps, soulignant l'impact de la mise en service de nouveaux observatoires. La table de droite est un extrait de <https://cdms.astro.uni-koeln.de/classic/molecules>, qui recense l'ensemble des détections.

de tailles dont on reparlera¹⁶. Ces grains ne sont pas sphériques, mais présentent une **structure complexe, fractale**, avec des anfractuosités qui augmentent la surface à volume donné, mais on les assimile souvent, dans les modèles, à des **sphéroïdes**, voire des sphères. Dans les zones les plus froides du MIS, des molécules du gaz peuvent condenser à la surface des grains pour former des **manteaux de glaces**, essentiellement composés d'eau, de CO₂, de CO, ... Par interaction avec le rayonnement UV et visible des étoiles et avec les rayons cosmiques, les grains acquièrent une **charge électrique**, majoritairement positive. Au total, les grains de poussières représentent seulement **1% de la masse du MIS**, mais ils en sont un rouage très important, à divers titres.

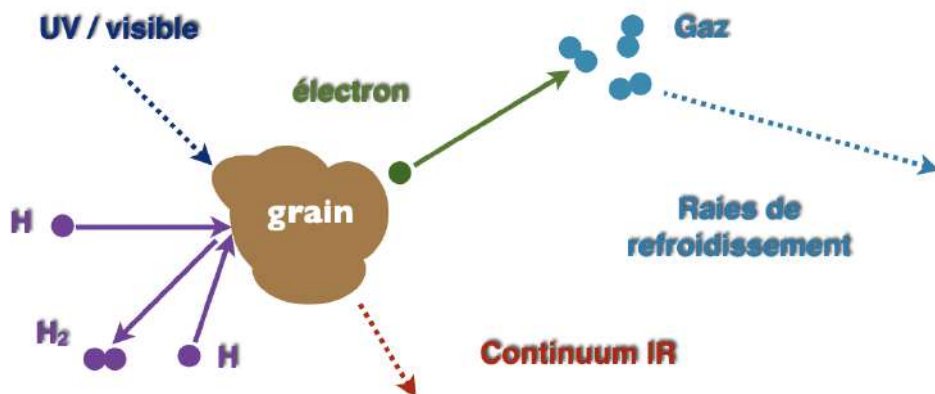


FIGURE 1.13 – Les rôles de la poussière interstellaire.

16. Cette distribution s'étend en réalité aux tailles plus élevées, puisque les grains s'agglomèrent en structures plus grosses, formant *in fine* planétésimaux et planètes.

1.4.2 Interaction avec le rayonnement

Les grains absorbent la lumière visible et UV des étoiles de la galaxie (Fig. 1.13), ce qui provoque d'une part **l'extinction et le rougissement** de la lumière des étoiles en arrière-plan des nuages poussiéreux, et d'autre part une élévation de la température des grains, puisque l'énergie radiative absorbée est pour une bonne part redistribuée dans les vibrations du réseau solide. Ainsi chauffés à des températures¹⁷ de l'ordre de 10 à 20 K, les grains émettent un **rayonnement thermique infrarouge**. Enfin, les grains étant chargés électriquement et en rotation, ils possèdent un **moment magnétique** qui tend à s'aligner dans le champ magnétique local. Cet alignement provoque, du fait de la non-sphéricité des grains, une **polarisation** de la lumière des étoiles d'arrière-plan et de l'émission thermique des grains.

Exercice 4 : Estimer la longueur d'onde du maximum d'émission thermique des poussières à partir de leur température, en prenant $T_d = 17$ K et $\beta = 1.6$ pour l'indice spectral (voir plus loin).

1.4.3 Rôles thermodynamique et chimique

Lorsqu'un grain absorbe un photon UV ou visible, l'énergie n'est pas seulement convertie en agitation thermique interne au grain, mais, si elle est suffisante¹⁸ elle peut servir à arracher un électron, c'est **l'effet photoélectrique**. Le grain s'en trouve chargé électriquement, et l'électron emporte avec lui une énergie cinétique qui peut être sensiblement supérieure à celle des particules du gaz environnant. Par collisions avec celles-ci, l'électron photo-arraché (on parle aussi de **photo-électron**) va leur céder une partie de cette énergie, et donc augmenter la température du gaz. On a donc un **chauffage du gaz** par effet photo-électrique sur les grains. Le photo-électron peut également provoquer des **ionisations secondaires du gaz, altérant sa composition chimique**. Un effet semblable existe avec les rayons cosmiques remplaçant le photon UV initial¹⁹. De plus, de nombreuses **réactions chimiques** peuvent avoir lieu à la surface des grains, ceux-ci servant en quelque sorte de catalyseurs. C'est le cas notamment de la formation de H_2 , très peu efficace en phase gazeuse²⁰. Enfin, comme on l'a mentionné, des espèces chimiques peuvent geler à la surface des grains, ce qui provoque leur **déplétion** en phase gazeuse²¹. En tenant compte des différentes espèces qui peuvent contenir un élément A donné, on peut en déduire la déplétion de l'élément lui-même dans le gaz, qui est par définition le rapport

$$d(A) = \frac{[A]}{[A]_{\odot}} \quad (1.9)$$

de l'abondance observée en phase gaz à celle observée dans le système solaire. On constate (Fig. 1.14) que cette déplétion est d'autant plus importante (c'est-à-dire $d \ll 1$) que l'élément est plus réfractaire²², comme c'est le cas du fer, du silicium, ... De ces mesures on peut déduire des contraintes sur la composition élémentaire des grains.

1.4.4 Dynamique des grains

Les plus grosses poussières peuvent être traitées comme des particules Browniennes, en interaction constante avec le gaz. Il en résulte notamment des effets de **traînée** sur les grains, avec un temps caractéristique τ de l'ordre de 10^5 an. Les grains étant chargés, ils peuvent également subir la **force de**

17. À proximité immédiate d'une étoile, les températures peuvent être plus élevées, d'un ordre de grandeur environ.

18. Elle doit être supérieure au **travail d'extraction**.

19. Cet effet est important uniquement dans les régions les plus denses, où le rayonnement UV ne pénètre plus.

20. L'analyse des processus de formation de molécules via cette **chimie de surface**, et en particulier au sein des manteaux de glaces, est une des questions majeures de la physico-chimie du milieu interstellaire, à la croisée des approches observationnelles, numériques et expérimentales [27].

21. Les espèces constituant la **matrice** des grains sont elles aussi déplétées, bien entendu.

22. C'est-à-dire qu'il résiste à la chaleur.

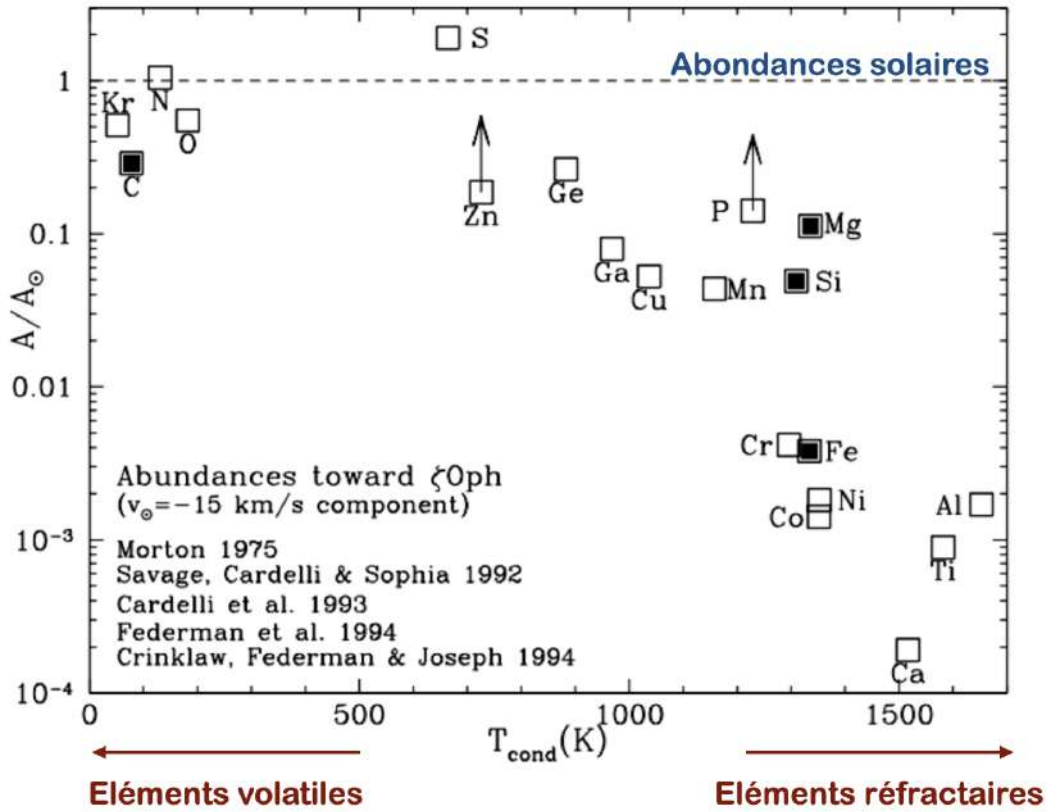


FIGURE 1.14 – Déplétion des éléments en phase gaz. Figure adaptée de [1].

Lorentz dans le champ magnétique local, et orbiter ainsi autour des lignes de champ. L'absorption et la diffusion du rayonnement peuvent également avoir un impact sur la dynamique des grains, en raison de la **pression de radiation**. Pour les grains en orbite autour d'une étoile, cet effet, combiné à l'aberration du rayonnement, provoque un freinage important (**effet Poynting-Robertson**).

L'éjection de molécules, notamment H_2 , l'effet photo-électrique, ou encore la diffusion des atomes, des ions, ou des photons sur la surface irrégulière d'un grain produisent un couple sur celui-ci, le mettant en **rotation**, possiblement **suprathernale**²³. Pour les plus petits grains, s'ils sont chargés électriquement et donc possèdent un dipôle électrique, cette rotation rapide peut amener une émission observable²⁴ aux alentours de quelques GHz. Enfin, comme on l'a évoqué plus haut, les grains non sphériques ont tendance à s'aligner dans le champ magnétique $\vec{B}$, préférentiellement avec leur axe de plus grande dimension perpendiculaire à $\vec{B}$. Cet effet, encore mal compris, implique l'alignement du grain sur son moment cinétique et l'alignement de ce dernier sur le champ magnétique, et est surtout efficace pour les plus gros grains.

1.4.5 Traceurs

L'existence des grains de poussières est immédiatement visible sur les images de la Galaxie dans le visible, puisqu'elles provoquent **l'extinction, somme de l'absorption et de la diffusion**, de la lumière des étoiles en arrière-plan. On peut estimer la densité de colonne des poussières en procédant à des

23. C'est-à-dire que l'énergie cinétique de rotation est supérieure à celle qu'on estimerait à partir de l'hypothèse d'une énergie $k_B T/2$ par degré de liberté et par atome.

24. On pense que l'AME (*Anomalous Microwave Emission*) est due à cet effet.

comptages d'étoiles dans une région éteinte par rapport à une région semblable mais sans poussières. En observant dans l'infrarouge proche, on peut aussi utiliser le **rougissement** des étoiles, l'extinction étant dépendante de la longueur d'onde, typiquement comme $\lambda^{-\beta}$, avec un **indice spectral** $\beta \sim 1-2$. Les poussières peuvent également être tracées par l'intensité totale de leur **émission thermique**, qui présente un maximum dans l'infrarouge lointain (FIR, $\sim 300 \mu\text{m}$). La polarisation de cette émission renseigne quant à elle non seulement sur les poussières mais aussi sur les propriétés du champ magnétique. Enfin, au voisinage des étoiles, on peut tirer parti de la diffusion de la lumière stellaire par les poussières au sein des **nébuleuses par réflexion**. Des méthodes semblables permettent de caractériser les poussières des disques protoplanétaires en utilisant la diffusion de la lumière de la protoétoile.

1.5 Les rayons cosmiques

1.5.1 Nature et origine

Les **rayons cosmiques** sont des particules (noyaux et électrons) de haute énergie (10 à 10^{14} MeV), donc relativistes²⁵. Ils ont été découverts au début du XX^e siècle par Victor Hess, au travers de leur effet d'ionisation de l'atmosphère terrestre²⁶. Produits par les supernovæ et les objets compacts²⁷, qui fournissent également des rayons X de 1 à 10 keV, ils sont accélérés par un processus appelé **diffusion de Fermi** [28] dans les chocs magnétisés des restes de supernova²⁸. La composition de ces rayons cosmiques (Fig. 1.15) est approximativement celle du voisinage solaire [29], avec une surabondance d'éléments légers (lithium, beryllium et bore) du fait du phénomène de **spallation** des noyaux plus lourds par interaction avec le MIS. La **distribution en énergie** des rayons cosmiques (Fig. 1.15) suit une loi de puissance, c'est-à-dire que le flux de cosmiques (nombre de particules par unité de surface, par unité de temps et par intervalle en énergie) varie comme

$$\Phi_{\text{CR}}(E) \propto E^{-\alpha} \quad (1.10)$$

avec un **indice spectral** $\alpha \sim 2.7$. Cette loi de puissance présente une coupure à basse énergie, les cosmiques peu énergétiques étant déviés par le vent solaire magnétisé (on parle de **modulation**). L'interaction entre champ magnétique et rayons cosmiques se manifeste également dans l'équipartition entre densité d'énergie des cosmiques et densité d'énergie du champ magnétique. Les cosmiques, particules chargées, sont contraints à des orbites hélicoïdales autour des lignes de champ, avec des rayons de gyration $r_B = \gamma m v / (|q|B)$ bien plus petits que la taille de la Galaxie²⁹ et ils sont donc **confinés** dans la Galaxie. Les irrégularités du champ magnétique amènent cependant à une **diffusion** progressive, sur des échelles de temps de l'ordre de 10^7 an.

1.5.2 Rôle dans le MIS

Les rayons cosmiques interagissent avec le gaz interstellaire de diverses manières. Principalement, ils peuvent arracher un électron et ainsi participer à l'**état d'ionisation** du gaz. Cet électron peut ensuite céder son surplus d'énergie par collisions, pour fournir un **chauffage du gaz**, via un processus proche de celui discuté plus haut pour l'effet photo-électrique sur les grains³⁰. Dans les régions les plus denses du MIS, et donc en l'absence de photons, les cosmiques sont ainsi la principale source d'énergie. Les électrons libérés présentent un spectre en énergie, mais en moyenne leur énergie cinétique est $\langle E_e \rangle \sim 35$ eV, relativement indépendante de l'énergie du cosmique.

25. Le facteur de Lorentz est $\gamma \gg 1$, de sorte que leur énergie $E = \gamma m c^2$ est très grande devant l'énergie de masse.

26. L'ionisation augmentait avec l'altitude, ne subissait pas de variation diurne, et était sensiblement isotrope.

27. Au moins pour les cosmiques d'énergie jusqu'à 10^9 MeV. Les cosmiques plus énergétiques sont probablement d'origine extragalactique.

28. L'accélération de Fermi des rayons cosmiques nécessite un champ magnétique variable dans le temps, ce qui est fourni par le fait que le champ magnétique est gelé dans le plasma turbulent.

29. La propagation des cosmiques dans la Galaxie est modélisée par des codes dédiés, tels GALPROP (<https://galprop.stanford.edu/index.php>).

30. On trouvera dans [7], p.188, une discussion du devenir des électrons ainsi arrachés.

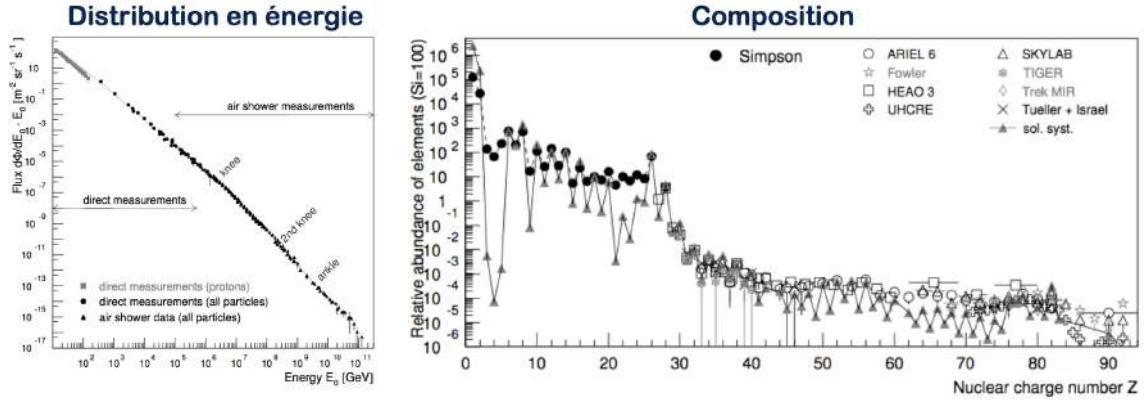


FIGURE 1.15 – Distribution en énergie et composition des rayons cosmiques. Figures issues de [30].

D'autre part, des **collisions inélastiques** sans ionisation peuvent exciter les molécules de H_2 , l'énergie cinétique prise au cosmique étant convertie en énergie interne. Ce processus est possiblement suivi de la **dissociation de l'hydrogène moléculaire**, dont les produits, à savoir les atomes H, possèdent un excès d'énergie fournissant une source importante de chauffage du gaz ³¹.

In fine, si l'on peut calculer l'énergie ΔE cédée au gaz par un cosmique ionisant, pour établir un bilan global il faut néanmoins avoir une idée du **taux d'ionisation primaire**, usuellement noté ζ_{CR} , c'est-à-dire de la probabilité d'ionisation par un cosmique, par unité de temps, pour un atome ou une molécule donnée (H ou H_2). On peut estimer ces taux, de l'ordre de quelques $10^{-17} s^{-1}$, à partir de la mesure des abondances de certaines espèces (OH dans le MIS diffus et H_3^+ dans les nuages moléculaires), dont la formation est initiée par un évènement d'ionisation de H et H_2 par un cosmique. Ces estimations montrent des variations significatives d'une région à l'autre [31].

1.5.3 Observations

Les rayons cosmiques parvenant au sommet de l'atmosphère terrestre interagissent avec les molécules, créant des particules secondaires en cascade sous la forme de **gerbes cosmiques**. Ces particules relativistes se déplacent plus vite que la lumière dans l'air, ce qui provoque un **effet Cerenkov** observé par des télescopes γ (HESS, MAGIC, VERITAS, Auger et le futur Cerenkov Telescope Array). Les particules qui atteignent le sol peuvent être détectées par le biais de **scintillateurs**. On peut ainsi mesurer le flux total et la distribution en énergie des cosmiques, mais aussi effectuer des cartographies mettant en évidence les sources individuelles de cosmiques, notamment les restes de supernovæ ³².

Des mesures indirectes sont également possibles, notamment dans le domaine des γ , avec des observatoires spatiaux (Compton-GRO, Chandra, Integral, Fermi). Ce **rayonnement continuum γ** observé dès la fin des années 1960 [32], est dû à l'interaction des protons de haute énergie p_{CR} avec les protons du MIS p_{MIS} , produisant des pions π^0 qui se désintègrent ensuite en photons γ ,

$$p_{CR} + p_{MIS} \rightarrow p_{CR} + p_{MIS} + \pi^0 \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.11)$$

Il permet une cartographie du milieu interstellaire exempte des biais affectant les autres méthodes, fondées sur l'émission thermique des poussières ou les raies du gaz. D'autre part, les électrons relativistes dans le champ magnétique interstellaire produisent un **rayonnement synchrotron** à basse fréquence, observable depuis le sol.

31. Les cosmiques de haute énergie ($> 1 \text{ GeV}$) excitent quant à eux les noyaux directement, qui se dés excitent en émettant un rayonnement γ , et ne participent donc pas au chauffage du gaz.

32. La détermination de l'origine des cosmiques de basse énergie est plus difficile, du fait de leur plus faible rayon de gyration dans le champ magnétique interstellaire.

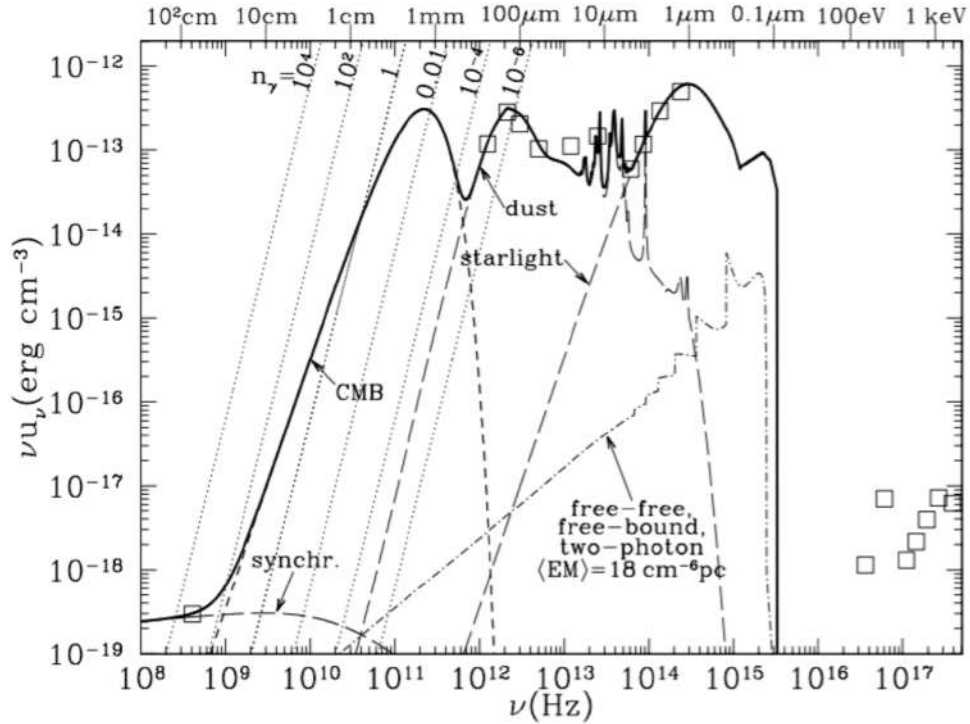


FIGURE 1.16 – Les composantes du champ de rayonnement interstellaire. Figure issue de [1].

1.6 Les champs de rayonnement

1.6.1 Les différentes composantes

Le champ de rayonnement électromagnétique dans la Galaxie est constitué de plusieurs contributions, décrites succinctement ci-dessous (Fig. 1.16). Loin de toute étoile, il forme le **champ de rayonnement interstellaire standard** (ISRF)³³.

Le synchrotron Galactique

Produit par les **électrons relativistes en mouvement autour des lignes de champ magnétique Galactique**, il domine le rayonnement aux fréquences inférieures à 1 GHz, où il devient comparable au CMB. Sa dépendance spectrale est approximativement en ν^{-1} , avec une densité d'énergie u_ν telle que $\nu u_\nu \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ sur le domaine 0.1-10 GHz. Le relevé de [33] (Fig. 1.17) en donne la distribution spatiale sur le ciel, à 408 MHz.

Le fond diffus cosmologique (CMB)

Constitué des photons libérés du plasma primordial au moment de la recombinaison ($z \sim 1100$), il présente un spectre de **corps noir quasi parfait** à $T_{\text{CMB}} = 2.725 \text{ K}$, avec une distribution extrêmement **isotrope** sur le ciel³⁴. Des **fluctuations relatives de l'ordre de 10^{-5}** reflètent les fluctuations primor-

33. On ne mentionne pas ici les raies spectrales (H_I, CO), malgré leur importance pour caractériser le gaz atomique et moléculaire, mais uniquement les processus - essentiellement continus - jouant un rôle dans la détermination de l'état thermodynamique du MIS.

34. Une fois qu'on a tenu compte du mouvement de la Terre par rapport au référentiel du CMB, donnant une modulation dipolaire d'amplitude $\Delta T \approx 7 \text{ mK}$ permettant d'en déduire la vitesse $v \approx 370 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ de ce mouvement.

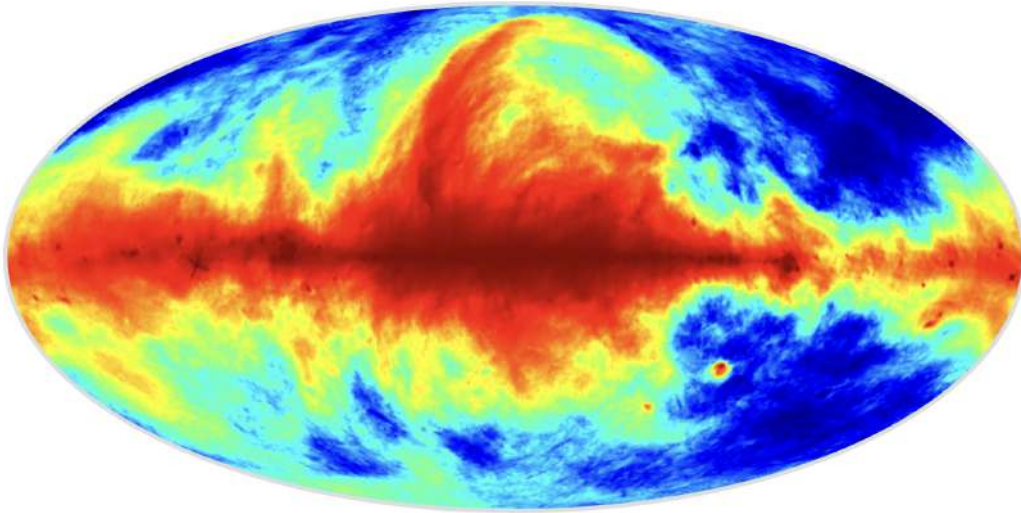


FIGURE 1.17 – Emission synchrotron Galactique [33].

diales de densité dans le plasma, à l'origine de la formation des grandes structures de l'Univers. Le CMB domine le rayonnement Galactique entre 1 et quelques centaines de GHz, où l'émission thermique des poussières prend le relais.

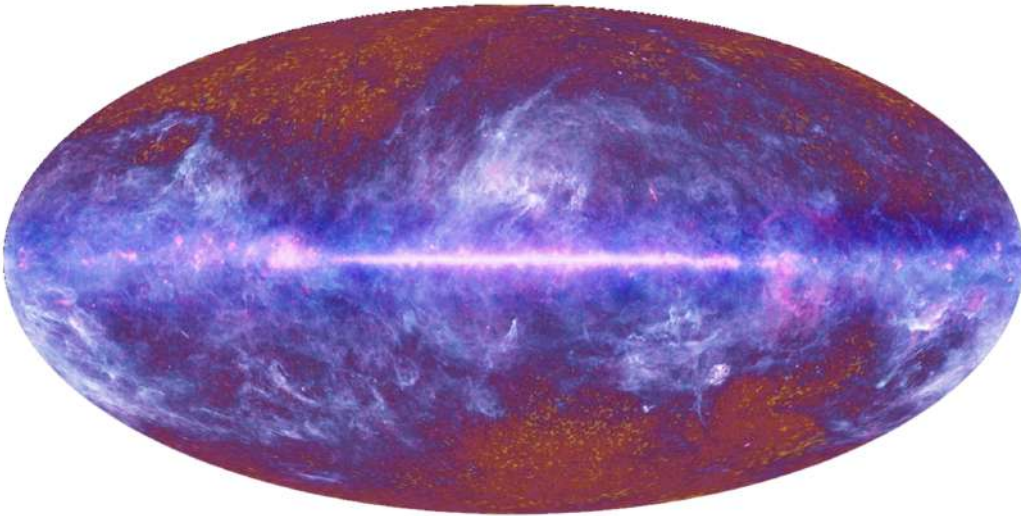


FIGURE 1.18 – Emission FIR de la poussière Galactique observée par Planck [34].

L'émission thermique FIR de la poussière

Le rayonnement entre ~ 500 GHz et ~ 60 THz est dominé par l'émission des poussières, d'abord par l'émission des gros grains, en dessous de 6 THz environ, qui prend la forme d'un **corps noir modifié** (*Modified Black Body*) avec une intensité spécifique³⁵ $I_\nu = \tau_\nu B_\nu(T_d) = \tau_0(\nu/\nu_0)^\beta B_\nu(T_d)$, où $\beta \sim 1.6$

35. On voit ici que cette émission est très généralement optiquement mince, les nuages moléculaires où se trouvent les poussières sont transparents dans le FIR.

est l'**indice spectral** et $T_d \sim 17\text{ K}$ est la **température des poussières**. Au delà de 6 THz, on observe des bandes assez étroites, correspondant au **chauffage stochastique des très petits grains et des hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH)**.

Exercice 5 : Expliquer pourquoi la forme de l'intensité spécifique I_ν donnée ici correspond à un cas optiquement mince.

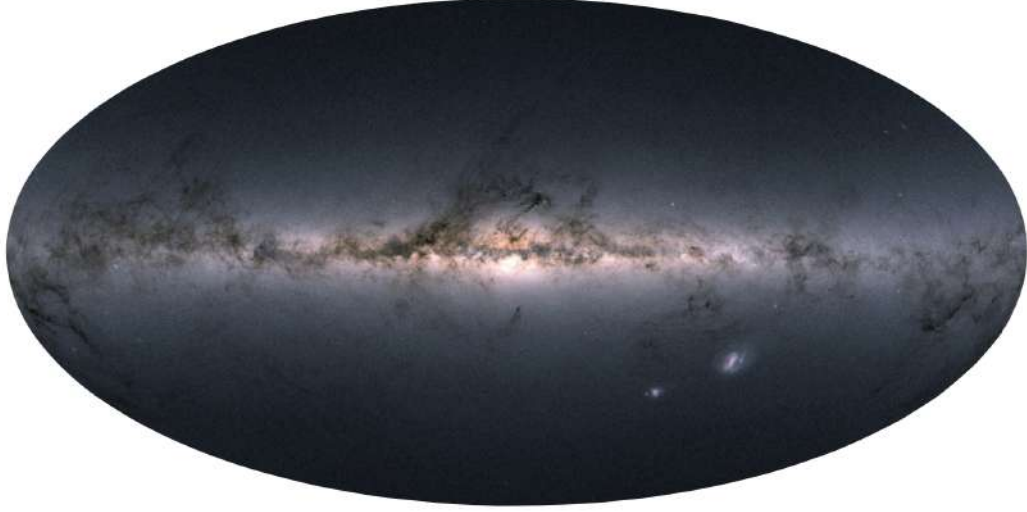


FIGURE 1.19 – Emission visible Galactique observée par Gaia.

Le rayonnement visible et UV des étoiles

Ce rayonnement domine le spectre entre le proche infrarouge $\sim 2\text{ }\mu\text{m}$ et la **limite de Lyman** (91.2 nm) de photo-ionisation de l'hydrogène neutre dans son état fondamental³⁶. Le spectre est modélisé³⁷ par Mathis *et al.* [36] comme une combinaison linéaire de trois corps noirs, affectés de facteurs de dilution, pour $\lambda > 245\text{ nm}$ et une succession de trois lois de puissance entre 245 nm et 91.2 nm³⁸

$$\nu u_\nu = \sum_{j=1}^3 \frac{8\pi h \nu^4}{c^3} \frac{W_j}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_j}\right) - 1} \quad \lambda > 2450 \text{ Å} \quad (1.12)$$

$$\nu u_\nu = \begin{cases} 2.373 \cdot 10^{-14} (\lambda/1 \mu\text{m})^{-0.6678} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} & \lambda \in [1340 \text{ Å} - 2450 \text{ Å}] \\ 6.825 \cdot 10^{-13} (\lambda/1 \mu\text{m}) \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} & \lambda \in [1100 \text{ Å} - 1340 \text{ Å}] \\ 1.287 \cdot 10^{-9} (\lambda/1 \mu\text{m})^{4.4172} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} & \lambda \in [912 \text{ Å} - 1100 \text{ Å}] \end{cases} \quad (1.13)$$

Si les valeurs numériques des paramètres de ce modèle données par [36] (voir la table 12.1 dans [1] pour les valeurs de W_j et T_j) sont adaptées au voisinage solaire, **il est nécessaire, pour caractériser le champ de rayonnement FUV à proximité d'une source comme une association OB, de disposer d'un paramètre modifiant globalement l'intensité du spectre**. Deux choix sont possibles :

36. Les photons de plus haute énergie émis par les étoiles sont immédiatement absorbés par le MIS, et n'apparaissent donc pas dans le spectre.

37. Ce modèle représente bien le rayonnement dans cette partie du spectre pour le voisinage solaire, mais d'autres modélisations existent, par exemple Draine [35].

38. Le rayonnement dans le domaine UV est dominé par les étoiles O/B, peu nombreuses, et est donc fortement variable spatialement.

- On peut mettre à l'échelle en se fondant sur la **densité d'énergie à une longueur d'onde particulière**, en l'occurrence 100 nm. Habing [37] a mesuré cette valeur dans le voisinage solaire à $\nu u_\nu(100 \text{ nm}) \approx 4 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ et on introduit donc le paramètre

$$\chi = \frac{\nu u_\nu(100 \text{ nm})}{4 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}} \quad (1.14)$$

Cette paramétrisation est utile pour les **processus à bande étroite**, comme la photo-excitation de H_2 .

- On peut mettre à l'échelle en se fondant sur la **densité d'énergie intégrée**³⁹ **sur le domaine FUV** (6-13.6 eV), elle aussi mesurée par [37], avec $\nu u_\nu(6 - 13.6 \text{ eV}) \approx 5.29 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$, et on introduit donc le paramètre

$$G_0 = \frac{\nu u_\nu(6 - 13.6 \text{ eV})}{5.29 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}} \quad (1.16)$$

Cette paramétrisation est utile pour les **processus en bande large**, comme le chauffage des poussières.

L'estimation de Habing étant ancienne, des estimations plus récentes [35, 38] donnent pour le champ dans le voisinage solaire, $G_0 \approx 1.6$ et $\chi \approx 1.7$. On trouvera dans [39] une discussion des valeurs de G_0 (de ~ 1 à $\sim 10^{4-5}$) qu'on peut observer dans différentes régions.

Exercice 6 : En supposant que la composante visible du champ de radiation peut être modélisée par un simple corps noir, déterminer sa température caractéristique $\bar{T}$ et le facteur de dilution $\bar{W}$ approprié. On s'appuiera sur la Fig. 1.16.

L'émission du gaz ionisé

Sous-dominante presque partout, mais présente de $\sim 10 \text{ GHz}$ à la limite de Lyman, on trouve l'émission du gaz photo-ionisé (WIM), qui recouvre d'une part l'**émission free-free ou Bremsstrahlung**, due au freinage des électrons thermiques par les ions⁴⁰, d'autre part **les émissions free-bound qui sont des continua de recombinaison**, et enfin les **raies de recombinaison** telles que $\text{H}\alpha$. La distribution spatiale de cette émission est cartographiée notamment par le relevé WHAM (Wisconsin H-alpha Mapper) montré sur la Fig. 1.20 [40].

L'émission X du plasma chaud (HIM)

La puissance injectée par les supernovæ⁴¹, de l'ordre de $3 \cdot 10^{34} \text{ W}$ est convertie en énergie thermique du plasma chaud constituant le HIM. Il produit ainsi un **rayonnement X et EUV (extreme UV)**, dont la partie la moins énergétique est absorbée par le gaz neutre⁴². Ce qui reste présente une très faible densité d'énergie⁴³ ($\nu u_\nu \approx 10^{-17} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$), mais joue un rôle important dans l'ionisation du milieu dense, au même titre que les rayons cosmiques.

39. On entend par là la grandeur

$$\nu u_\nu(6 - 13.6 \text{ eV}) = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu u_\nu d\nu \quad (1.15)$$

où ν_1 et ν_2 sont les fréquences correspondant aux limites 6 eV et 13.6 eV, respectivement.

40. L'intensité de cette émission dépend de la **mesure d'émission (EM)**, intégrale du carré de la densité électronique sur la ligne de visée, et de la température du gaz. Typiquement, on a $\langle \text{EM} \rangle \approx 18 \text{ cm}^{-6} \cdot \text{pc}$ et $T \approx 8000 \text{ K}$.

41. On peut l'estimer à partir de l'énergie injectée par une supernova, typiquement 10^{51} erg et de la fréquence de ces événements, typiquement une par siècle dans la Galaxie.

42. À moins d'être dans le voisinage immédiat d'une étoile, où il n'y a pas de gaz neutre.

43. Cette densité d'énergie peut être beaucoup plus grande dans les galaxies actives.

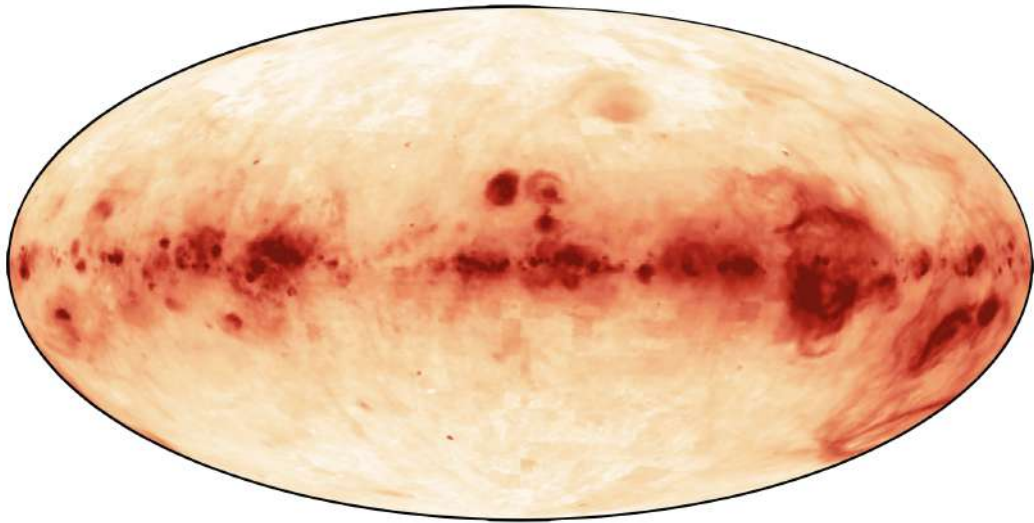


FIGURE 1.20 – Emission $H\alpha$ Galactique [40].

Exercice 7 : Vérifier numériquement la valeur de la puissance injectée par les supernovæ, à partir des ordres de grandeur donnés dans la note.

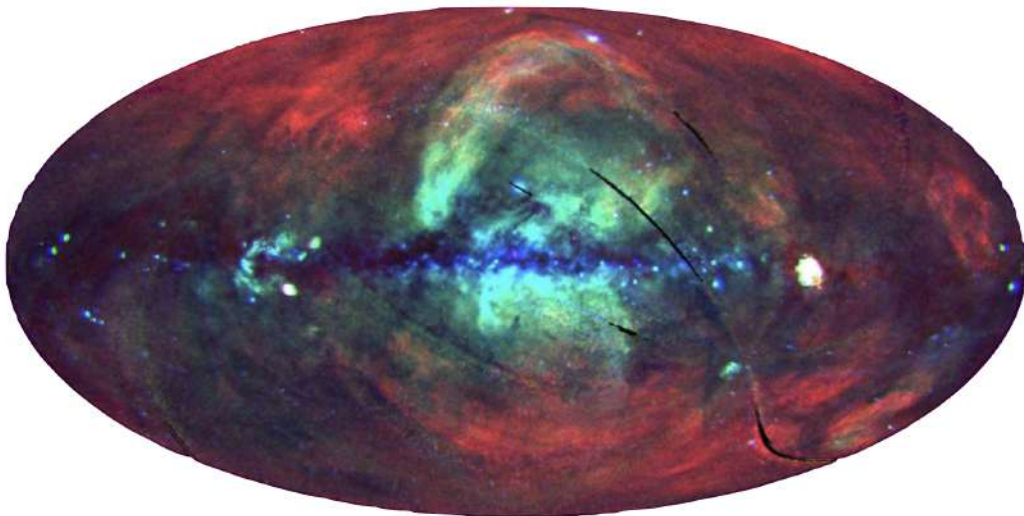


FIGURE 1.21 – Relevé ROSAT dans les rayons X mous (rouge : 0.2-0.4 keV, vert : 0.5-0.9 keV, bleu : 0.9-2.0 keV) [41].

1.6.2 Rôles du rayonnement dans le MIS

Le champ de rayonnement constitué des composantes ci-dessus joue un rôle important dans la **détermination de l'état thermodynamique** du gaz et des poussières, et il est donc nécessaire, pour évaluer l'état du gaz, de connaître la densité d'énergie du rayonnement.

- Par effet photo-électrique sur les grains, le rayonnement UV fournit une source majeure de **chauffage** du gaz.

- Les photons du CMB fournissent une source de **chauffage** des nuages moléculaires au travers de l'excitation des niveaux rotationnels (de CO notamment).
- L'excitation collisionnelle des atomes et molécules, suivie de la désexcitation dans des raies optiquement minces, participe au **refroidissement** du gaz.
- La conversion par les poussières du rayonnement UV en FIR, domaine où le MIS est nettement moins optiquement épais, participe elle aussi au **refroidissement**.
- La photo-ionisation du gaz et des grains participe grandement à la détermination de **l'état d'ionisation**.
- La photo-ionisation et la photo-dissociation jouent un rôle majeur dans la détermination de la **composition chimique** du MIS et l'énergie des photons absorbés permet également l'ouverture de chemins réactionnels endoénergétiques.
- La pression de radiation a des effets non négligeables sur la **dynamique des poussières et du gaz** qui leur est couplé.

1.7 Le champ magnétique interstellaire

1.7.1 Structure et origine

Le champ magnétique Galactique présente une **composante ordonnée**, suivant les bras spiraux, avec des **renversements** de sens entre les bras, et une **composante "turbulente"** qui s'y superpose [42]. Les deux composantes ont le même ordre de grandeur d'intensité, $\sim 5 \mu\text{G}$, où l'on rappelle que $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ [43]. Comme le gros du MIS est un fluide partiellement ionisé et donc conducteur, l'origine de ce champ est probablement à chercher dans un **effet dynamo** dû à la rotation différentielle de la Galaxie. Cet effet nécessitant un **champ "graine"** à amplifier, il se pose encore la question de l'origine de ce champ (expulsion de champs magnétiques stellaires par les supernovæ, formation dans l'Univers primordial au moment de l'inflation, ...) [44].

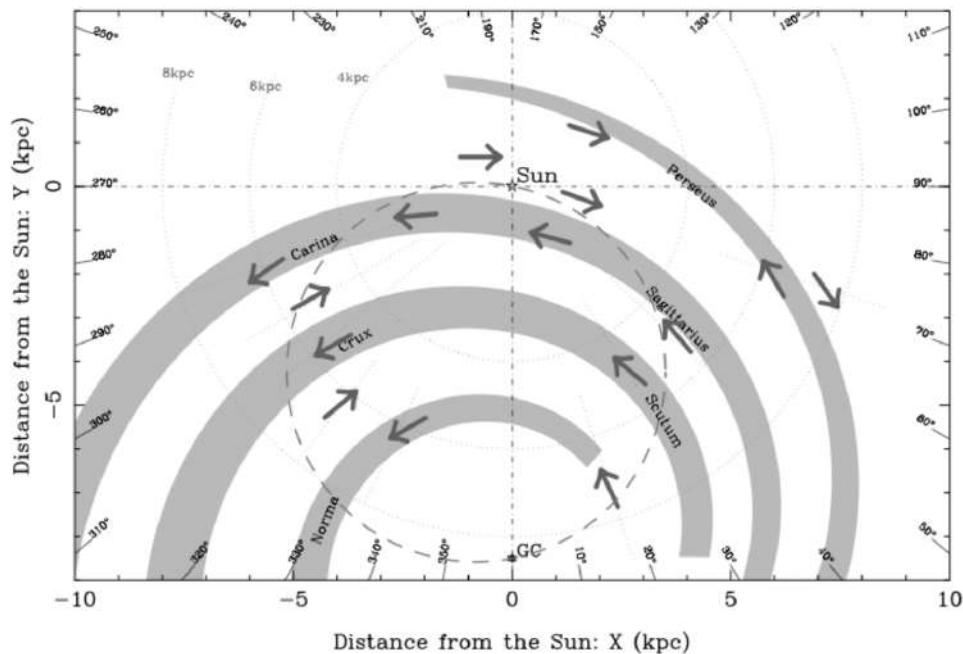


FIGURE 1.22 – Structure du champ magnétique Galactique [45].

1.7.2 Rôle dans le MIS

Le champ magnétique étant couplé au gaz via les ions (astreints à se déplacer le long des lignes de champ), il joue un rôle dynamique dans l'évolution du gaz par les **effets magnétohydrodynamiques de pression et de tension magnétique**, notamment dans la régulation de l'effondrement des cœurs denses pendant la formation stellaire. Il provoque également l'**alignement des poussières** responsable de la polarisation observée en extinction dans le visible et en émission dans l'infrarouge. Il participe aussi à l'**accélération et à la propagation des rayons cosmiques** dans la Galaxie, comme on l'a déjà mentionné. Enfin, il est responsable, avec les électrons relativistes, du **rayonnement synchrotron** (aussi appelé "magnétobremsstrahlung").

1.7.3 Méthodes de mesure

Il existe de multiples méthodes de mesure du champ magnétique, qui renseignent sur différentes caractéristiques du champ (intensité, orientation de la composante dans le plan du ciel, direction de la composante sur la ligne de visée, etc.) [46]. Parmi celles-ci, on peut citer :

- **L'effet Zeeman**, par lequel la présence d'un champ provoque la levée de dégénérescence de niveaux d'énergie. Si l'écart en énergie est trop faible pour être mesurable, la différence de polarisation circulaire entre les deux sous-niveaux peut être exploitée pour mesurer la composante du champ le long de la ligne de visée $B_{\parallel}$ [47].
- **L'émission synchrotron** (en intensité totale et en polarisation) permet de mesurer l'intensité $B_{\perp}$ de la composante du champ dans le plan du ciel $\vec{B}_{\perp}$ [43].
- **La rotation Faraday**, qui fait tourner le plan de polarisation rectiligne d'une onde électromagnétique passant au travers d'un plasma magnétisé, permet d'accéder, si l'on connaît aussi la densité électronique n_e , à une mesure de $B_{\parallel}$, et notamment de son orientation le long de la ligne de visée [48].
- **La polarisation en extinction dans le visible, et en émission dans l'infrarouge**, due à l'alignement des poussières dans le champ magnétique, permet d'accéder à la direction de $\vec{B}_{\perp}$. Combinée avec une mesure de la dispersion des vitesses du gaz fondée sur les largeurs de raies spectrales, elle peut donner accès à une estimation de l'intensité $B_{\perp}$ de cette composante, via la méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi [49, 50].

1.8 La turbulence interstellaire

1.8.1 Signatures observationnelles

On note plusieurs signatures observationnelles de la présence de turbulence dans le MIS :

- La distribution spatiale des émissions associées au milieu interstellaire (émission thermique des poussières, raies moléculaires) révèle une **structure complexe et filamenteuse**, avec des propriétés d'**auto-similarité**, c'est-à-dire que l'aspect d'une sous-région, vue avec une plus grande résolution angulaire, est semblable statistiquement à celui de la région globale⁴⁴.
- Cette propriété se traduit, dans l'espace de Fourier, par la forme que prend le **spectre de puissance** $P(\vec{k})$ de ces émissions, transformée de Fourier de la **fonction d'autocorrélation** $A(\vec{\tau}) = \langle X(\vec{r})X(\vec{r} + \vec{\tau}) \rangle$, où X est la carte de l'émission. On observe en effet que, sur une grande plage d'échelles spatiales $k = ||\vec{k}||$, le spectre de puissance prend la forme d'une **loi de puissance** $P(\vec{k}) \propto k^{-\alpha}$, avec un indice spectral α proche de 11/3, ce qui correspond à la turbulence de Kolmogorov⁴⁵ [53].
- La largeur des raies spectrales observées dans les nuages moléculaires est notablement **supra-thermale**, ce qui indique que la dispersion des vitesses contient une composante supplémentaire

44. Cela amène à introduire la notion de **dimension fractale** des structures du milieu interstellaire.

45. Ce qui pose des questions, la turbulence de Kolmogorov étant hydrodynamique et incompressible, alors que le MIS est magnétisé et fortement compressible.

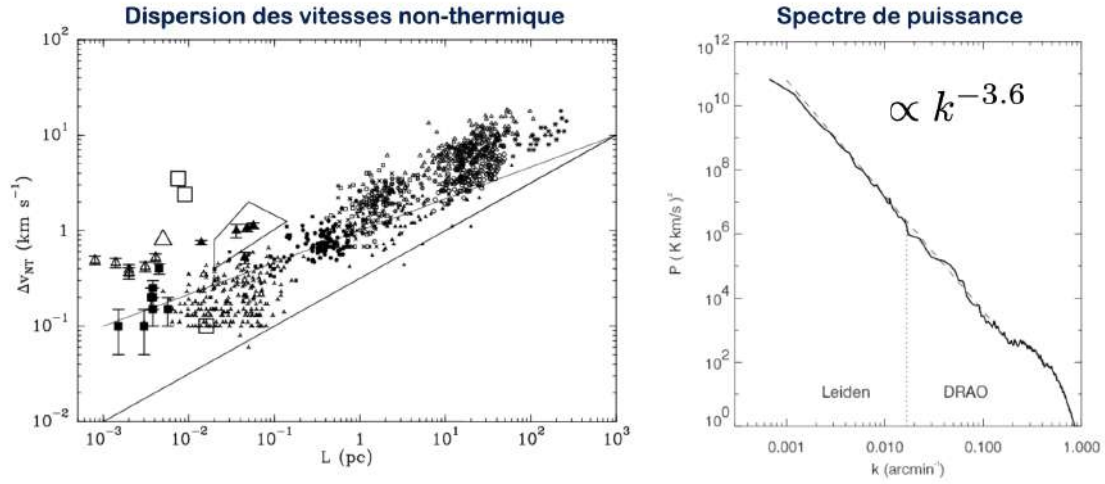


FIGURE 1.23 – Signatures observationnelles de la turbulence : dispersion des vitesses non-thermique en fonction de l'échelle [51] (à gauche) et spectre de puissance de l'émission HI dans Ursa Major [52] (à droite).

par rapport à la seule agitation thermique. De plus, **cet excédent de dispersion des vitesses** $\sigma_{v,NT}$ **dépend de l'échelle** ℓ , approximativement selon $\sigma_{v,NT} \propto \ell^{1/2}$, ce qui est là aussi une propriété observée en turbulence⁴⁶.

- À très petite échelle, on observe des signatures de la **dissipation intermittente** de l'énergie turbulente, c'est-à-dire le fait que l'énergie cinétique ayant cascadié des grandes échelles ne se dissipe pas en chaleur de manière uniforme en temps et en espace, mais dans des **structures très localisées et éphémères**. Cette propriété se manifeste par l'apparition d'ails non-Gaussiennes dans la distribution des incréments de vitesse moyenne observés entre deux points du ciel lorsque leur séparation est faible, ce qui signifie que les forts **cisaillements** sont plus probables que ce qu'on attendrait d'une dissipation uniforme.
- La présence de certaines espèces moléculaires dans des régions où elles devraient être impossibles à former étant donnée la température moyenne indique que la dissipation intermittente de la turbulence peut provoquer une **élévation locale très importante de la température**, suffisante pour surmonter les **barrières d'activation**.

1.8.2 Origine et rôle

La turbulence interstellaire est alimentée par l'injection d'énergie cinétique, notamment à grande échelle par la **rotation différentielle de la Galaxie**, mais aussi par l'accumulation des **supernovæ et l'expansion de leurs rémanents**. La viscosité du MIS étant très faible, le **nombre de Reynolds** est très grand, $Re > 5 \cdot 10^4$, ce qui conforte l'hypothèse d'un régime turbulent pour les écoulements interstellaires. À petite échelle, la turbulence fournit un **support contre l'effondrement gravitationnel** et régule donc en partie la formation stellaire.

46. Avec potentiellement des exposants différents, la conservation de l'énergie dans la **cascade turbulente de Kolmogorov** donnant plutôt $\sigma_{v,NT} \propto \ell^{1/3}$. On pourra se reporter à la revue de Hennebelle & Falgarone [51].

Avec ce chapitre, nous abordons la description des processus à l'œuvre dans les régions du MIS où l'ionisation est importante ($x_e > 0.1$), qui sont de deux types : le **gas coronal (HIM)**, où l'ionisation est majoritairement collisionnelle, et le **gas HII photo-ionisé (WIM)**, où, comme son nom l'indique, l'ionisation est essentiellement radiative. L'existence du HIM est déduite de l'observation, depuis l'espace¹, de raies UV d'espèces fortement ionisées comme OVI. L'observation de raies optiques d'espèces moins ionisées, en particulier la raie $H\alpha$ de recombinaison de l'hydrogène, trace quant à elle la présence du WIM, dont l'exploration a commencé de manière systématique dans les années 1980².

2.1 Processus d'ionisation

2.1.1 Fraction d'ionisation

La **fraction d'ionisation** ou **fraction électronique** est le rapport de la densité des électrons libres à la densité du gaz,

$$x_e = \frac{n_e}{n_H} \quad (2.1)$$

On rappelle à cette occasion que la densité du gaz est conventionnellement celle des protons, n_H , et qu'elle est reliée à celles des différentes formes que prend l'hydrogène par

$$n_H = n(H) + n(H^+) + 2n(H_2) \quad (2.2)$$

Typiquement, la fraction d'ionisation varie de $\sim 10^{-7}$ dans les nuages moléculaires denses à ~ 1 dans les régions HII et les rémanents de supernovæ, en passant par des valeurs intermédiaires dans le gaz atomique ($\sim 10^{-4}$ dans le CNM et $\sim 10^{-2}$ dans le WNM). Elle a un impact sur

- la **composition chimique**, puisque les réactions ion-neutre sont souvent plus rapides que les réactions neutre-neutre.
- le **refroidissement radiatif** puisque celui-ci dépend de la composition chimique du gaz.
- le **taux de photo-ionisation**, puisque, par exemple, un gaz d'hydrogène entièrement ionisé ne saurait être plus ionisé. Le taux de photo-ionisation doit donc diminuer lorsque x_e augmente.

2.1.2 Les différents processus d'ionisation

Les principaux processus d'ionisation, décrits plus en détail dans les sections suivantes, sont

-
1. Les premières observations remontent au satellite Copernicus, dans les années 1970 [54].
 2. voir [55] pour une revue.

- La **photo-ionisation**, qui peut être simple ($X + h\nu \rightarrow X^+ + e^-$) ou multiple via l'**effet Auger** ($X + h\nu \rightarrow (X^+)^* + e^- \rightarrow X^{+n} + ne^-$, voir la Fig. 2.2 plus loin)
- L'ionisation **collisionnelle**, essentiellement par collision avec des électrons ($X + e^- \rightarrow X^+ + 2e^-$)
- L'ionisation par les **rayons cosmiques** ($X + CR \rightarrow X^+ + CR + e^-$)

À cela, on peut ajouter l'**échange de charges** entre espèces ($X + Y^+ \rightarrow X^+ + Y$) qui, si elle ne modifie pas la fraction électronique, modifie la composition chimique de la population des ions.

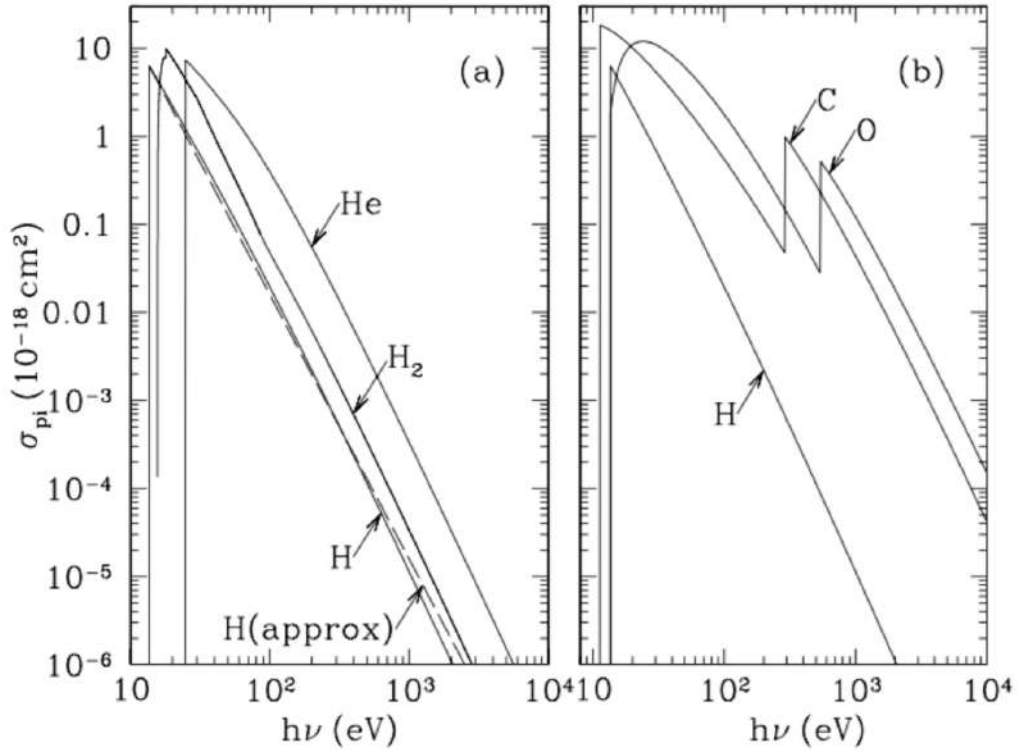


FIGURE 2.1 – Sections efficaces de photo-ionisation de différentes espèces. Figure issue de [1].

2.1.3 Photo-ionisation

La section efficace de photo-ionisation σ_{pi} des atomes **hydrogénoïdes**³ présente un unique **seuil**

$$h\nu > I = Z^2 I_H \quad (2.3)$$

où $I_H = 13.6 \text{ eV}$ est l'**énergie d'ionisation** de l'hydrogène dans son état fondamental⁴. Au-delà de cette fréquence⁵, la section efficace varie typiquement en⁶

$$\sigma_{pi}(\nu) = \sigma_0 \left(\frac{h\nu}{I} \right)^{-\beta} \propto \left(\frac{a_0}{Z} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{Z^2 I_H} \right)^{-\beta} \quad (2.4)$$

3. On rappelle que les atomes hydrogénoïdes sont ceux qui ont un seul électron : H, He⁺, Li²⁺, etc.

4. L'énergie d'interaction Coulombienne e^2/r pour l'hydrogène devient $Ze^2/(r/Z)$ pour un hydrogénoïde, ce qui explique le facteur Z^2 dans l'expression du seuil d'ionisation. Notons aussi que l'hélium présente un seuil de première ionisation à 24.59 eV et le dihydrogène à 15.43 eV.

5. Pour l'hydrogène, c'est la **limite de Lyman** qu'on reverra plus loin.

6. On rappelle que $a_0 = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/(m_e e^2) \approx 5.3 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ est le **rayon de Bohr**.

où l'exposant β varie de ≈ 3 à ≈ 3.5 quand on monte en fréquence. La section efficace de photo-ionisation au seuil est

$$\sigma_0 = \sigma_{\text{pi}} \left(\frac{Z^2 I_H}{h} \right) \approx 6.3 \cdot 10^{-18} Z^{-2} \text{ cm}^2 \quad (2.5)$$

Pour les espèces à plus d'un électron, il y a plusieurs états possibles de l'ion résultant, et les sections efficaces présentent des formes nettement plus complexes, avec des bords nets correspondant aux différents seuils d'ionisation des électrons internes, de plus en plus élevés pour les couches les plus internes⁷, comme on peut le voir sur le panneau de droite de la Fig. 2.1, issue de [1].

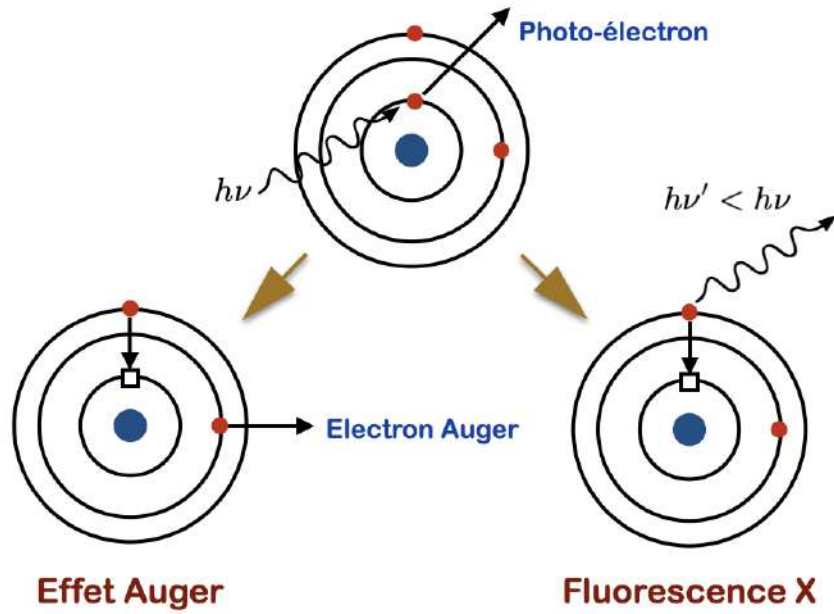


FIGURE 2.2 – Effet Auger et fluorescence X.

Le **taux de photo-ionisation** est la probabilité d'ionisation d'un atome par un photon, par unité de temps. Il s'écrit donc, avec u_ν la densité spectrale et volumique d'énergie radiative,

$$\zeta_{\text{pi}} = \int_{I/h}^{\infty} \sigma_{\text{pi}}(\nu) \frac{u_\nu}{h\nu} c d\nu \quad (2.6)$$

Pour un champ de rayonnement donné, le taux ζ_{pi} présente de grandes variations entre les différents éléments, de 10^{-12} s^{-1} à 10^{-9} s^{-1} , en raison des différences de sections efficaces.

Exercice 8 : Démontrer que l'intégrale (2.6) donne bien la probabilité d'ionisation par unité de temps. On pourra raisonner par analogie avec des idées de théorie cinétique des gaz, par exemple.

L'électron photo-arraché (ou **photo-électron**) peut avoir une énergie cinétique E_c importante, correspondant à la différence $h\nu - I$ entre l'énergie du photon et le seuil d'ionisation. Par exemple, pour une photo-ionisation X, on peut avoir $E_c \sim 10^2\text{-}10^3 \text{ eV}$. Le destin du photo-électron peut être divers :

7. Dans ce cas de figure, la lacune interne peut être comblée par un électron d'une couche externe, l'énergie libérée pouvant être convertie en rayonnement (**fluorescence X**) ou transférée à un troisième électron, intermédiaire, qui est libéré (**effet Auger**), comme schématisé sur la Fig. 2.2.

- Dans un plasma fortement ionisé, le freinage Coulombien transfère l'énergie E_c aux particules du plasma. On a donc **thermalisation**, et en l'occurrence **chauffage** du gaz.
- En présence d'espèces ayant des électrons liés, celles-ci peuvent aussi être **excitées**, voire **ionisées collisionnellement**.

Dans ce dernier cas, les **ionisations secondaires** sont caractérisées par un **nombre moyen d'ionisations secondaires par ionisation primaire**, $\phi(E_c, x_e)$.

Exercice 9 : Un photon d'énergie $h\nu = 10^3$ eV pénétrant dans un nuage interstellaire a-t-il plus de chances de provoquer une ionisation d'un atome d'hydrogène ou d'un atome de carbone ?

Le surplus d'énergie est cédé au gaz par collisions et participe ainsi à son chauffage. On peut en déduire un **taux de chauffage** par unité de volume⁸, noté traditionnellement Γ , qui dépend du taux de photo-ionisation, de la densité de l'espèce cible X , et de cette énergie moyenne $\langle \Delta E(X) \rangle$ cédée à l'ensemble du gaz pour une ionisation d'une particule de l'espèce X ,

$$\Gamma(X) = \zeta_{\text{pi}}(X) n(X) \langle \Delta E(X) \rangle \quad (2.7)$$

Par exemple, la photo-ionisation du carbone est un mécanisme efficace de chauffage des nuages moléculaires (voir [7], p.192-193), avec $\Gamma(\text{C}) \sim 4 \cdot 10^{-11} (n_{\text{H}}/10^3 \text{ cm}^{-3}) \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

Exercice 10 : Comment écririez-vous la moyenne $\langle \Delta E(X) \rangle$ sous la forme d'un rapport de deux intégrales sur la fréquence, en vous inspirant de l'Eq. (2.6) ?

2.1.4 Ionisation collisionnelle

La **section efficace d'ionisation collisionnelle** σ_{ci} du processus $X + C \rightarrow X^+ + C + e^-$ dépend de l'énergie E du collisionneur C , avec typiquement

$$\sigma_{\text{ci}}(E) \propto a_0^2 \left(1 - \frac{I}{E} \right) \quad (2.8)$$

Le **coefficient d'ionisation collisionnelle** k_{ci} est celui qui intervient dans l'équation d'évolution de la population de X^+ sous ce processus, ce qui rappelle des choses vues en cinétique chimique,

$$\frac{dn(X^+)}{dt} = k_{\text{ci}} n(X) n(C) \quad (2.9)$$

Il se déduit de la section efficace en intégrant sur la distribution en énergie f_E (distribution de Maxwell-Boltzmann) des collisionneurs

$$k_{\text{ci}} = \int_I^\infty \sigma_{\text{ci}}(E) v(E) f_E(E) dE \sim 10^{-9} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{1/2} e^{-I/k_B T} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.10)$$

On voit souvent, pour cette raison, les coefficients de collision écrits sous la forme $k = \langle \sigma v \rangle$, la moyenne étant entendue sur la distribution des vitesses.

Exercice 11 : Justifier la forme de l'intégrale (2.10) et la dépendance en température obtenue pour le coefficient d'ionisation collisionnelle k_{ci} .

8. Son unité SI est le $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$, mais on utilisera souvent l'unité $\text{eV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

2.1.5 Ionisation par les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques peuvent également arracher des électrons aux espèces présentes, par collision, et le **spectre en énergie des électrons libres ainsi produits est relativement indépendant de l'énergie du cosmique** responsable de l'ionisation, avec une énergie moyenne $\langle E \rangle \sim 35$ eV. Une partie de cette énergie peut servir à produire des ionisations secondaires, avec un nombre $\phi_{\text{CR}}(x_e) \sim 0.7$ d'ionisation secondaire par primaire, dépendant faiblement de la fraction d'ionisation⁹.

Pour caractériser ce processus, le paramètre important est le **taux d'ionisation primaire** par H,

$$\zeta_{\text{CR}} = \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} \sigma_{\text{ci}}(E) \Phi_{\text{CR}}(E) dE \quad (2.11)$$

qui fait intervenir la même section efficace d'ionisation collisionnelle mais remplace la distribution de Maxwell-Boltzmann par le flux Φ_{CR} des rayons cosmiques¹⁰. L'évolution temporelle de la densité électronique du fait de ce processus s'écrit alors

$$\frac{dn_e}{dt} \approx n_H \zeta_{\text{CR}} (1 + \phi_{\text{CR}}) \quad (2.12)$$

Exercice 12 : Justifier la forme de l'intégrale (2.11). Que représente le facteur $1 + \phi_{\text{CR}}$ dans l'équation d'évolution (2.12) ?

La détermination de ζ_{CR} peut se faire à partir du flux des cosmiques, mais la modulation du vent solaire en dessous de 2 GeV impose une extrapolation incertaine, et donc une forte incertitude sur ζ_{CR} (voir [1], §13.5). Une autre détermination se fonde sur la chimie ion-neutre initiée par cette ionisation (notamment par la mesure de l'abondance de H_3^+ dans les nuages moléculaires). On trouve alors des valeurs typiques de l'ordre de 10^{-17} s^{-1} à quelques 10^{-16} s^{-1} .

2.2 Processus de recombinaison

2.2.1 Les différents processus

Les différents processus de recombinaison, décrits dans les sections suivantes, sont

- La **recombinaison radiative** $\text{X}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{X} + h\nu$
- La **recombinaison diélectronique** $\text{X}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{X}^* \rightarrow \text{X} + h\nu$
- La **recombinaison dissociative** $\text{XY}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{X} + \text{Y}$
- La **recombinaison à trois corps** $\text{X}^+ + \text{e}^- + \text{e}^- \rightarrow \text{X} + \text{e}^-$
- La **neutralisation par les grains** $\text{X}^+ + G \rightarrow \text{X} + G^+$
- L'**échange de charges** $\text{X}^+ + \text{Y} \rightarrow \text{X} + \text{Y}^+$

2.2.2 Recombinaison radiative

Section efficace et coefficient de recombinaison

Dans la recombinaison radiative, l'électron se retrouve sur un niveau précédemment inoccupé (Fig. 2.3). Comme ce processus est l'**inverse direct de la photo-ionisation**, sa section efficace $\sigma_{\text{rr}}(v)$, dépendant de la vitesse v de l'électron libre, est liée à celle de la photo-ionisation $\sigma_{\text{pi}}(\nu)$ par un photon de fréquence ν depuis ce même niveau, et ce par la **relation de Milne**¹¹

$$\frac{\sigma_{\text{rr}}(v)}{\sigma_{\text{pi}}(\nu)} = \frac{Z_{\text{X}}}{Z_{\text{X}^+}} \left(\frac{h\nu}{m_e c v} \right)^2 \quad (2.13)$$

9. Sans surprise, ϕ_{CR} diminue lorsque x_e augmente.

10. Ne pas confondre ce flux Φ_{CR} avec le nombre moyen d'ionisation secondaire par primaire ϕ_{CR} .

11. C'est le principe de l'**équilibre détaillé**, utilisé ici parce que la section efficace de photo-ionisation est généralement plus simple à calculer.

où Z_X et Z_{X^+} sont les fonctions de partition de l'atome X et de l'ion X^+ , et où l'on a la relation entre fréquence ν du photon, énergie E et vitesse v de l'électron, et potentiel d'ionisation I par

$$h\nu = I + E = I + \frac{1}{2}m_e v^2 \quad (2.14)$$

Exercice 13 : Démontrer la relation de Milne (2.13) à partir de la condition d'équilibre détaillé.

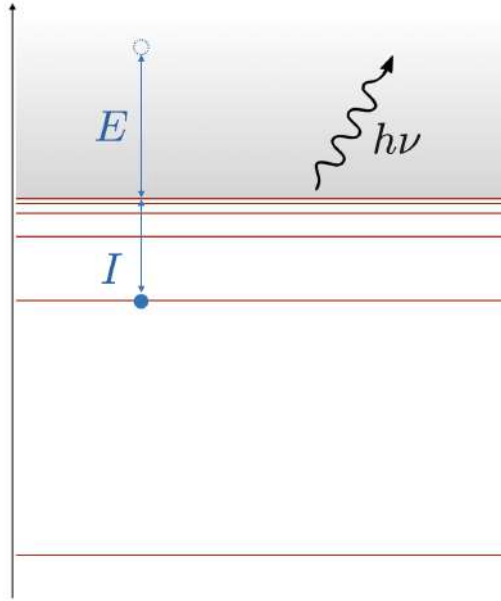


FIGURE 2.3 – Recombinaison radiative d'un électron libre d'énergie E , sur un niveau dont l'énergie d'ionisation est I , produisant un photon d'énergie $h\nu = E + I$.

Pour obtenir le **coefficient de recombinaison radiative** α sur un niveau donné, apparaissant dans l'équation d'évolution de la population de l'espèce recombinée¹²

$$\frac{dn(X)}{dt} = \alpha n(X^+) n_e \quad (2.15)$$

il faut intégrer sur la distribution en énergie des électrons libres du gaz, qui est très généralement une distribution de Maxwell-Boltzmann,

$$\alpha(T) = \int \sigma_{rr} v f(\vec{v}) d^3\vec{v} \propto \int \sigma_{rr} \frac{E}{T^{3/2}} e^{-E/k_B T} dE \quad (2.16)$$

Exercice 14 : Justifier le passage de l'intégrale sur $\vec{v}$ à l'intégrale sur E dans (2.16).

Le cas de l'hydrogène

Le cas de l'hydrogène est particulièrement important¹³, et impose de **distinguer la recombinaison sur le fondamental $n = 1$ de la recombinaison sur un niveau excité $n > 1$** . En effet, dans le premier cas, le photon émis est au delà de la **limite de Lyman** ($h\nu > 13.6 \text{ eV}$) et peut donc être réabsorbé très rapidement. Il convient donc de distinguer deux cas :

12. On omet de spécifier le niveau sur lequel se fait la recombinaison, pour ne pas alourdir les notations.

13. On pourra consulter [1] pour les cas de l'hélium et des éléments lourds.

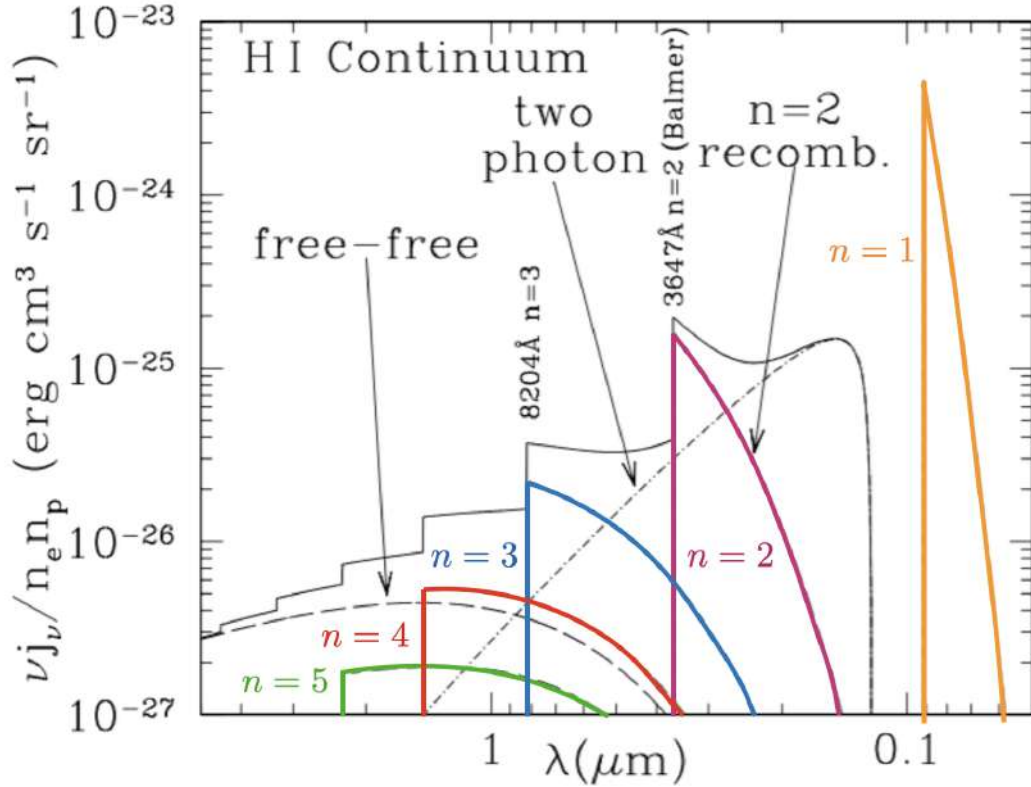


FIGURE 2.4 – Spectre d'un gaz d'hydrogène à $T = 8000\text{ K}$. On y voit l'émission *free-free* et les différents continua de recombinaison, surlignés ici en couleurs. Figure adaptée de [1].

- **Cas A** : si la densité de l'hydrogène neutre $n(\text{H})$ est faible, l'épaisseur optique de photo-absorption¹⁴ est faible $\tau = n(\text{H})\sigma_{\text{pi}}L \ll 1$ et le photon peut s'échapper, résultant en une perte nette d'énergie pour le milieu et donc un **refroidissement** du gaz, accompagné d'une **baisse de la fraction d'ionisation** x_e . C'est la situation rencontrée par exemple dans le gaz coronal où l'ionisation est collisionnelle et la recombinaison est radiative.
- **Cas B** : si la densité de l'hydrogène neutre $n(\text{H})$ n'est pas très faible, l'épaisseur optique pour les photons Lyman devient supérieure à un, il y a **réabsorption rapide**¹⁵ **sans changement de la fraction électronique** x_e . C'est le cas rencontré dans les régions HII, où l'ionisation est radiative.

Suivant le cas, on utilisera donc l'un ou l'autre des deux coefficients de recombinaison

$$\alpha_A(T) = \sum_{n \geq 1} \sum_{\ell=0}^{n-1} \alpha_{n,\ell} \quad \alpha_B(T) = \sum_{n \geq 2} \sum_{\ell=0}^{n-1} \alpha_{n,\ell} \quad (2.17)$$

où $\alpha_{n,\ell}(T)$ représente le coefficient de recombinaison radiative sur le niveau (n, ℓ) de l'atome d'hydrogène, donné par [1]

$$\alpha_{n,\ell}(T) = \left(\frac{8}{\pi m_e (k_B T)^3} \right)^{1/2} \int_0^\infty \sigma_{\text{rr},n,\ell}(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \quad (2.18)$$

14. L est la longueur caractéristique du milieu.

15. Dans les modèles numériques, on utilisera une approximation de réabsorption *on the spot*, c'est-à-dire dans la même cellule de la simulation.

Bien entendu, $\alpha_B < \alpha_A$, avec typiquement des valeurs de l'ordre de $10^{-13} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, intervenant dans les équations d'évolution de la densité d'hydrogène neutre de la forme

$$\frac{dn(\text{H})}{dt} = \alpha_{A,B} n(\text{H}^+) n_e \quad (2.19)$$

On trouvera dans [1] (Table 14.1) des expressions approchées de ces coefficients de recombinaison.

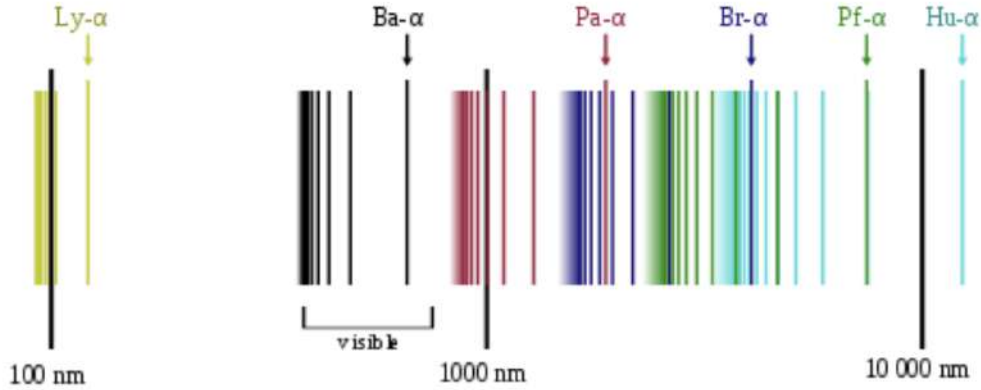


FIGURE 2.5 – Spectre de raies de l'hydrogène

Spectre de recombinaison de l'hydrogène

La recombinaison sur un niveau excité peut être suivie d'une **cascade radiative**, par laquelle l'électron transitionne vers le fondamental en passant par différents niveaux intermédiaires, émettant à chaque fois un photon. On a donc d'une part un **spectre de recombinaison continu** caractéristique de l'hydrogène, correspondant aux transitions du continuum (l'état ionisé) vers un niveau lié, représenté sur la Fig. 2.4, et d'autre part un **spectre de raies** correspondant à la cascade radiative, représenté sur la Fig. 2.5 et obéissant aux règles de sélection $n > n'$ et $\ell' - \ell = \pm 1$ dans une transition $(n, \ell) \rightarrow (n', \ell')$. Les raies les plus intenses de ce spectre de raies sont $\text{H}\alpha$ ($n = 3 \rightarrow 2$ à 656 nm) et $\text{H}\beta$ ($n = 4 \rightarrow 2$ à 486 nm). L'observation de ce spectre permet de contraindre :

- le taux de recombinaison à partir de la puissance totale observée
- la température T , puisque le coefficient de recombinaison en dépend.
- l'extinction interstellaire à partir du rapport des raies. Par exemple, les raies $\text{H}\alpha$ et $\text{H}\beta$ ont un rapport intrinsèque d'intensités $j(\text{H}\alpha)/j(\text{H}\beta) \approx 3$, de sorte que le rapport observé dépend fondamentalement de l'extinction (voir la Fig. 2.6).

Continuum à deux photons

En sus de ce spectre, on observe un **continuum de recombinaison à deux photons**, qui domine typiquement entre la fréquence $\text{Ly}\alpha$ à $\nu_{\text{Ly}\alpha} \approx 121 \text{ nm}$ et $\sim 200 \text{ nm}$. Il est associé à la transition interdite¹⁶ $2s \rightarrow 1s$, qui se fait donc par l'intermédiaire de deux photons, l'un d'énergie $h\nu$ et l'autre d'énergie $h(\nu_{\text{Ly}\alpha} - \nu)$. À basse densité électronique (typiquement $n_e < 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$), c'est le seul canal de désexcitation du niveau $2s$, mais à plus haute densité il est concurrencé par la désexcitation collisionnelle et surtout la transition collisionnelle $2s \rightarrow 2p$ suivie de la désexcitation radiative $2p \rightarrow 1s$. Ce spectre de continuum à deux photons est également indiqué sur la Fig. 2.4.

16. Son coefficient d'Einstein d'émission spontanée est $A_{2s \rightarrow 1s} \approx 8.23 \text{ s}^{-1}$, à comparer à $A_{2p \rightarrow 1s} \approx 6.26 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$

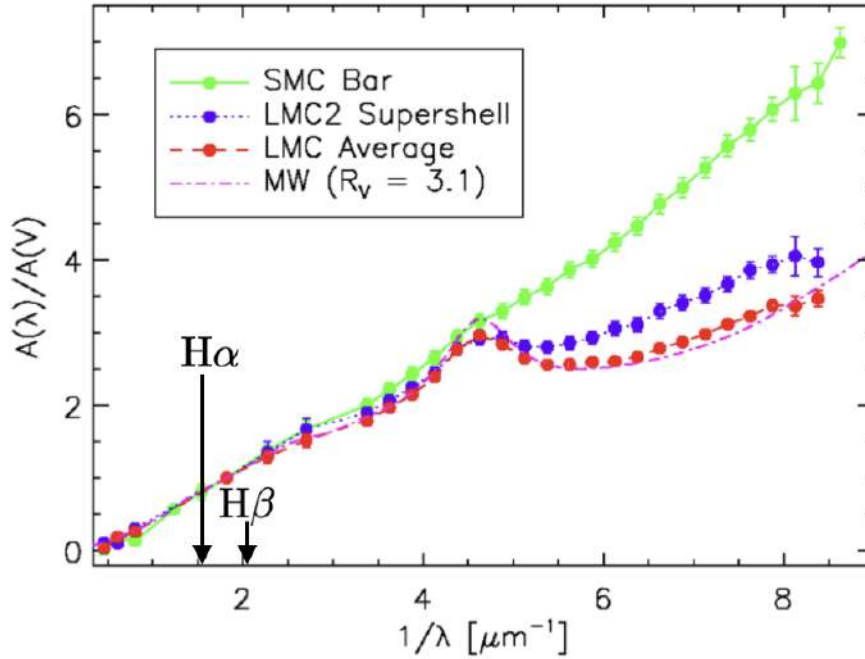


FIGURE 2.6 – Courbes d'extinction dans la Galaxie et les Nuages de Magellan, montrant les positions des raies $H\alpha$ et $H\beta$.

Exercice 15 : *Que peut-on dire des polarisations des deux photons émis ?*

Emission Lyman α

Les atomes d'hydrogène sur le niveau $2p$ ont une durée de vie radiative très courte, et il n'y a pas de transition collisionnelle plus efficace, ils se dés excitent donc vers le niveau $1s$ en émettant un photon $Ly\alpha$ à $\lambda_{Ly\alpha} = 121.5668 \text{ nm}$. Dans le gaz atomique $H\text{I}$, le libre parcours moyen de ces photons est très faible, et l'épaisseur optique très grande (typiquement $\tau > 10^5$ au centre de la raie). On a donc réabsorption rapide, suivie d'une réémission rapide, ce qu'on peut voir comme une **diffusion multiple des photons** $Ly\alpha$, composée d'une marche aléatoire à la fois dans l'espace et en fréquence¹⁷, qui se termine par un échappement libre lorsque le photon atteint une région ionisée $H\text{II}$ ou lorsqu'il se trouve dans les ailes de la raie (où l'épaisseur optique devient négligeable). La Fig. 2.7 montre une telle émission autour d'un quasar lointain [56].

2.2.3 Autres processus

La recombinaison diélectronique

La capture d'un électron lors d'une recombinaison implique qu'il perde de l'énergie, mais la conversion en énergie radiative (pour procéder à une recombinaison radiative) est lente. Si l'interaction de l'électron avec l'ion est d'une durée trop courte, le système n'a pas le temps de "créer un photon", de sorte que l'énergie peut être plutôt fournie à un autre électron lié, qui est alors promu sur un niveau

¹⁷. Du fait de l'effet Doppler associé aux mouvements aléatoires des atomes d'hydrogène qui absorbent et émettent ces photons.

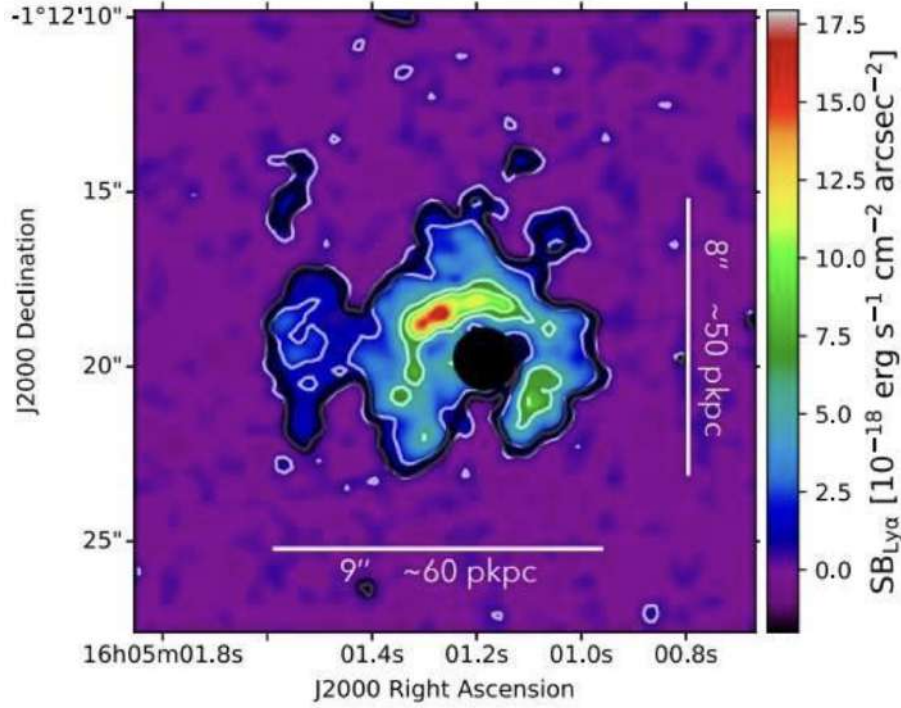


FIGURE 2.7 – Emission $\text{Ly}\alpha$ autour d'un quasar à $z \sim 5$. Figure issue de [56].

supérieur et peut ensuite redescendre en émettant un photon¹⁸, également schématisé sur la Fig. 2.8. Ce processus est surtout important à haute température.

Exercice 16 : Justifier que ce processus nécessite une haute température.

La recombinaison dissociative

Dans ce processus $\text{XY}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{XY}^* \rightarrow \text{X} + \text{Y}$, la capture d'un électron par un ion moléculaire laisse la molécule dans un état excité. Le potentiel d'ionisation I_{XY} étant en général supérieur à l'énergie de liaison B_{XY} , l'énergie de l'état électronique peut être réduite par augmentation de la séparation entre les noyaux, sur une échelle de temps vibrationnelle $\sim 10^{-13} \text{ s}$ bien plus faible que celle de la désexcitation radiative ($\sim 10^{-8} \text{ s}$). On a donc beaucoup plus probablement cette dissociation, dont le bilan énergétique est donc $I_{\text{XY}} = B_{\text{XY}} + E_{\text{X}} + E_{\text{Y}}$, avec E_{X} et E_{Y} les énergies cinétiques des produits de la dissociation, comme schématisé sur la Fig. 2.9. Le coefficient typique de ce processus est

$$k \sim 10^{-7} \left(\frac{T}{100 \text{ K}} \right)^{-1/2} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.20)$$

Exercice 17 : Donner des ordres de grandeur d'énergies d'ionisation et de liaison.

18. De l'extérieur, le bilan global est donc le même que pour la recombinaison radiative. Notons que la désexcitation peut aussi provoquer l'expulsion de l'électron initialement capturé plutôt que l'émission d'un photon, c'est l'**auto-ionisation**, comme schématisé sur la Fig. 2.8.

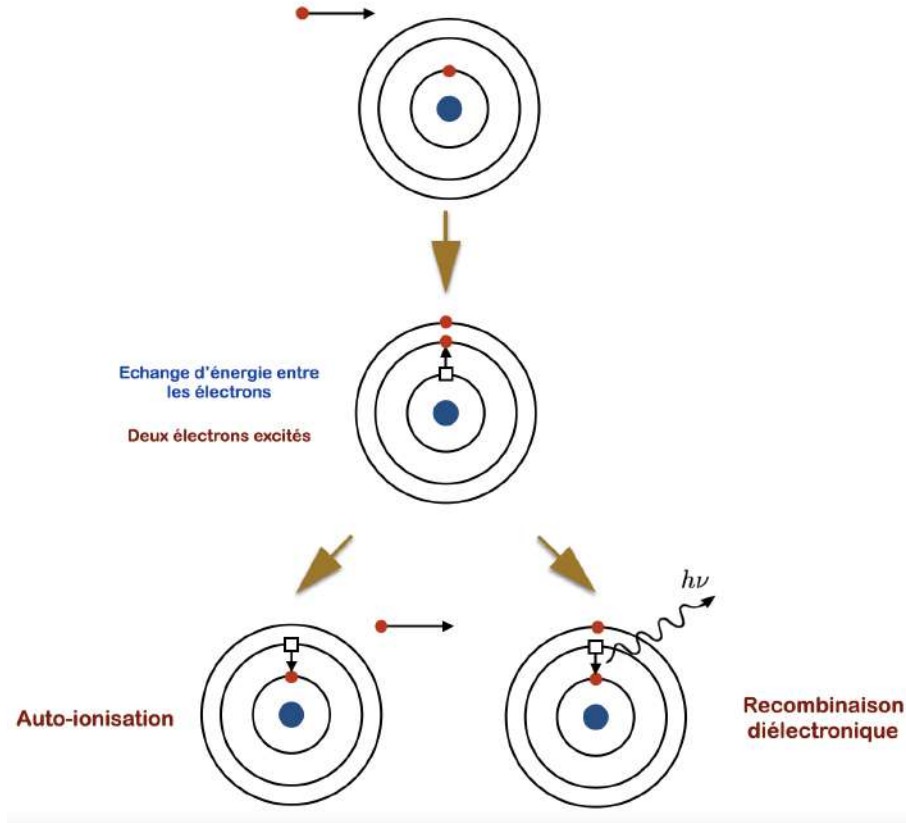


FIGURE 2.8 – Recombinaison diélectronique et auto-ionisation

La neutralisation par les grains

L'arrachage d'un électron du grain par l'ion peut permettre de neutraliser ce dernier, selon la réaction $X^+ + G \rightarrow X + G^+$, à condition que l'énergie d'ionisation I de X soit supérieure au **travail d'extraction** W qui est l'énergie à fournir pour enlever un électron du grain¹⁹, comme schématisé sur la Fig. 2.10. L'évolution de la population des ions sous ce processus s'écrit alors

$$\frac{dn(X^+)}{dt} = -\alpha_{gr} n_H n(X^+) \quad (2.21)$$

où le coefficient α_{gr} vaut typiquement $\sim 10^{-14} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et dépend du rapport de l'intensité du champ de rayonnement à la densité électronique, G_0/n_e , et de la température T . On trouvera des expressions analytiques de ce coefficient dans [57]²⁰.

L'échange de charges

Dans ce processus $X^+ + Y \rightarrow X + Y^+ + \Delta E$, un électron est arraché au neutre par l'ion et l'énergie libérée correspond à la différence des potentiels d'ionisation $\Delta E = I_X - I_Y$. Pour avoir lieu, cette réaction doit donc être **exothermique** ($\Delta E > 0$) ou "pas trop" endothermique²¹. De plus, elle nécessite un **croisement des niveaux**, c'est-à-dire que les courbes de potentiel du système $X^+ + Y$ et du système $X + Y^+$, en fonction de la distance interatomique r_{XY} , se croisent (voir la Fig. 2.11).

19. C'est la quantité qui apparaît dans l'effet photo-électrique.

20. Elles y sont données en fonction de T et du **paramètre de charge** $\psi = G_0\sqrt{T}/n_e$.

21. c'est-à-dire $-\Delta E \lesssim k_B T$.

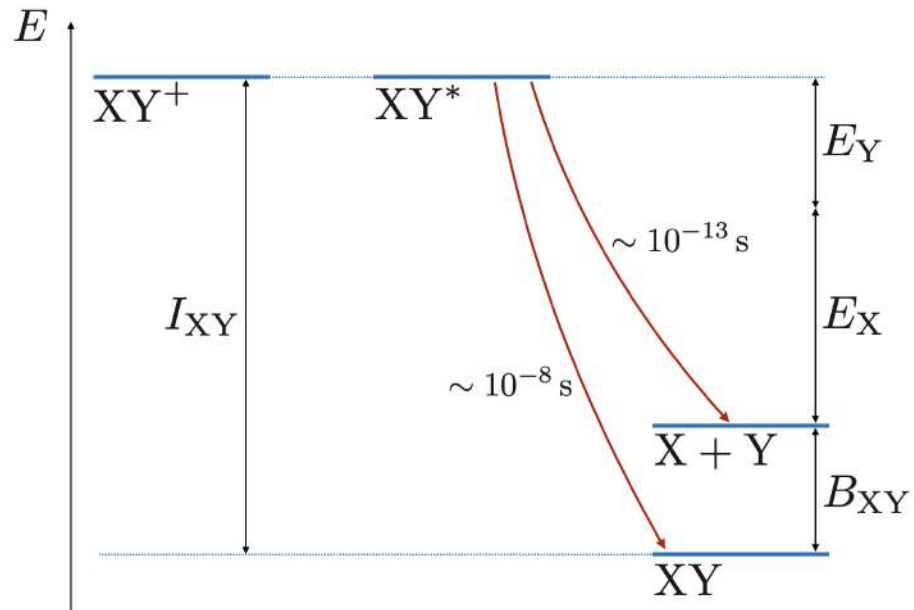


FIGURE 2.9 – Recombinaison dissociative. Pour simplifier, on suppose ici que les énergies cinétiques des réactifs XY^+ et e^- sont nulles.

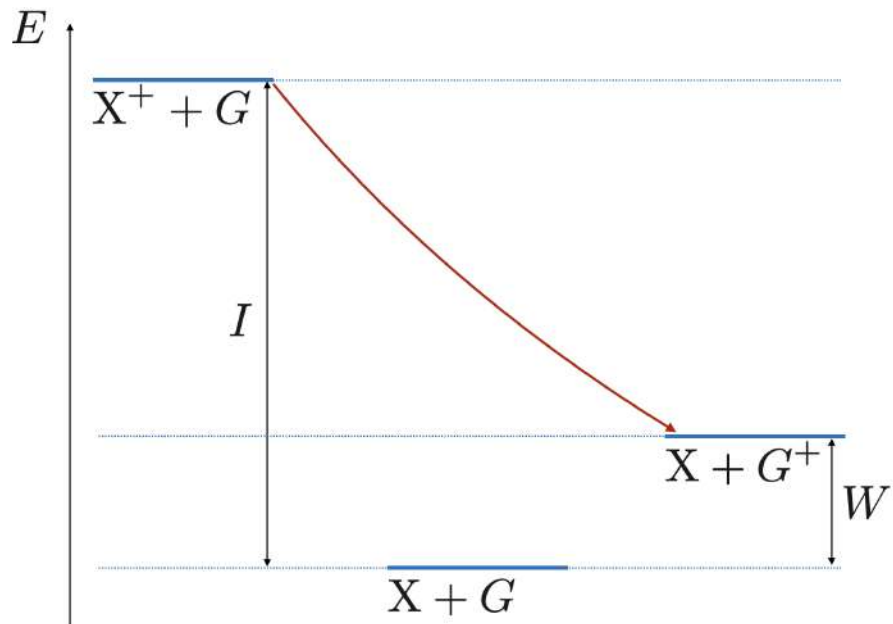


FIGURE 2.10 – Neutralisation par les grains.

Comme la réaction nécessite donc une approche importante des atomes, elle se produit beaucoup moins favorablement entre ions qu'entre un ion et un neutre. Les coefficients typiques sont de l'ordre de $\sim 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Un exemple est la réaction $O^+ + H \rightarrow O + H^+$, qui est utilisée pour contraindre la température du gaz (voir [1], § 14.7.1).

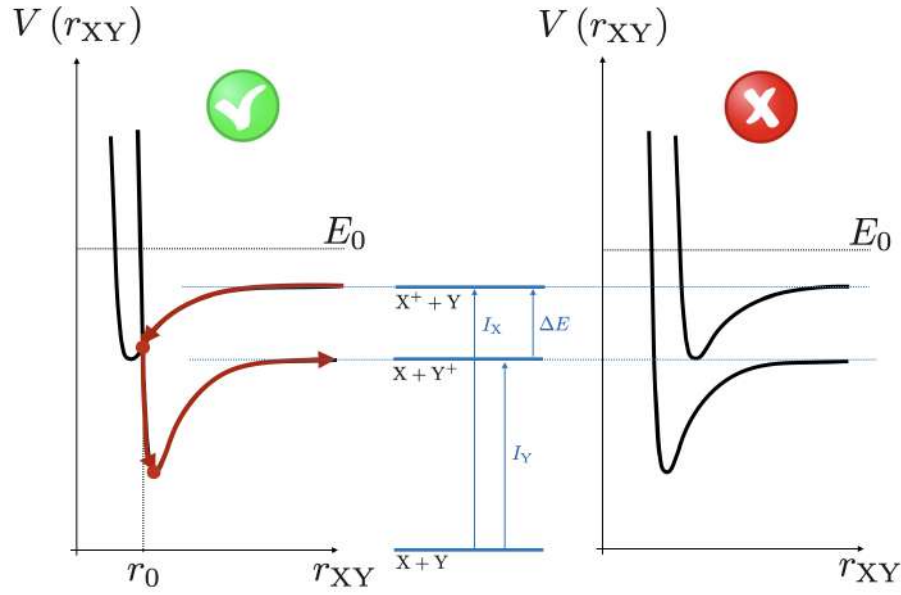


FIGURE 2.11 – Courbes de potentiel permettant ou non l'échange de charge entre les espèces X^+ et Y . E_0 est l'énergie initiale du système, I_X et I_Y les potentiels d'ionisation des espèces mises en jeu. Figure adaptée de [1].

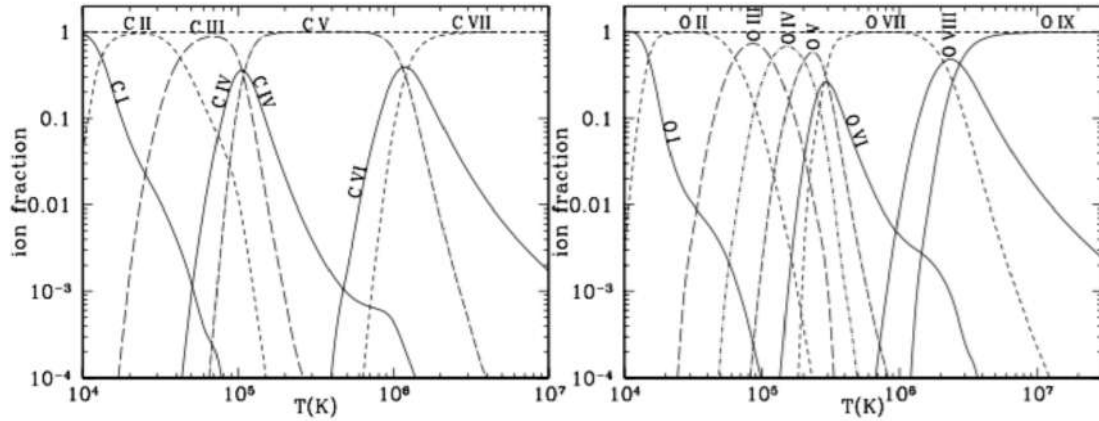


FIGURE 2.12 – Fractions relatives des différents degrés d'ionisation du carbone et de l'oxygène, en fonction de la température, pour le cas d'un milieu en équilibre d'ionisation collisionnelle et recombinaison radiative. Figure issue de [1], à partir de données de [58].

2.3 Equilibre d'ionisation dans un gaz ionisé collisionnellement

Cette situation se rencontre dans le **gaz coronal (HIM)**. À l'équilibre, l'ionisation collisionnelle est contrebalancée par la recombinaison radiative²². On a donc

$$\langle \sigma_{ci} v \rangle n_e n(X^{j+}) = \langle \sigma_{r} v \rangle n_e n(X^{(j+1)+}) \quad (2.22)$$

22. Pour les espèces plus lourdes que H, il convient d'inclure la recombinaison diélectronique.

Exercice 18 : Donner la signification des notations "moyenne" $\langle \sigma_{ci} v \rangle$ et $\langle \sigma_{ri} v \rangle$.

Le rapport des coefficients d'ionisation collisionnelle et de recombinaison radiative peut être calculé en utilisant l'expression du coefficient d'ionisation collisionnelle $\langle \sigma_{ci} v \rangle$ vu plus haut, la relation de Milne pour exprimer $\langle \sigma_{ri} v \rangle$ en fonction du coefficient de photo-ionisation ζ_{pi} , et enfin l'expression de la section efficace de photo-ionisation σ_{pi} qui intervient dans ζ_{pi} . On obtient alors l'expression suivante

$$\frac{\langle \sigma_{ri} v \rangle}{\langle \sigma_{ci} v \rangle} \approx 4\pi\alpha^3 \frac{f_{pi}}{C} \frac{I}{k_B T} e^{I/k_B T} \quad (2.23)$$

faisant intervenir la **constante de structure fine**²³ $\alpha \approx 1/137$, le potentiel d'ionisation I , la **force d'oscillateur** $f_{pi} \approx 1/2$ de la photo-ionisation, et une constante $C \approx 1$. Le rapport des populations des degrés d'ionisation s'écrit donc, formellement,

$$\frac{n(X^{(j+1)+})}{n(X^{j+})} = F\left(\frac{I}{k_B T}\right) \quad (2.24)$$

où F est donc une fonction connue. On a égalité de ces degrés d'ionisation ($F = 1$) pour une température $T \approx I/10k_B$. À titre d'exemple, pour $T \sim 1.5 \cdot 10^4$ K, on a équipartition entre H et H^+ , alors que le potentiel d'ionisation (13.6 eV) correspond à une température dix fois plus élevée. L'observation des différents degrés d'ionisation d'un élément plus lourd permet de **contraindre la température** dans ces régions, comme l'indique la Fig. 2.12.

Exercice 19 : Démontrer qu'on a bien $F(x) = 1$ pour $x \approx 10$.

2.4 Le gaz photo-ionisé : régions HII et nébuleuses planétaires

2.4.1 Les régions HII

Les **régions HII** se forment autour des étoiles chaudes de type spectral O et B, qui fournissent un flux important de photons au-delà de la limite de Lyman, soit $h\nu > 13.6$ eV, ionisant donc une grande partie du gaz environnant. Ces régions sont tracées notamment dans le domaine optique par des **raies de recombinaison en émission** (la raie $H\alpha$ leur donne leur couleur rouge) et elles sont ainsi utilisées, via l'observation de ces raies, pour **caractériser la formation stellaire dans les galaxies extérieures** (Fig. 2.13). L'une des propriétés importantes de ces régions est que leur température est sensiblement la même d'un objet à l'autre, avec $T \sim 7 \cdot 10^3 - 10^4$ K, les variations étant dues essentiellement au type d'étoile responsable de l'ionisation et à la métallicité du gaz.

2.4.2 Modèle de la sphère de Strömgren

Le modèle standard pour décrire une région HII est celui de la **sphère de Strömgren** (Fig. 2.14). C'est un modèle statique, à symétrie sphérique, faisant les hypothèses d'une densité n_H du gaz environnant uniforme et d'une ionisation complète ($x_e = 1$) dans la zone interne. La taille de la région, appelée **rayon de Strömgren** R_S , est déterminée par l'équilibre d'ionisation-recombinaison dans cette zone, en introduisant le **taux de production des photons Lyman** Q_0 , typiquement de l'ordre de 10^{49} s^{-1} , soit

$$Q_0 = \frac{4}{3}\pi R_S^3 \alpha_B n_e n(H^+) = \frac{4}{3}\pi R_S^3 \alpha_B n_H^2 \quad (2.25)$$

23. Ne pas confondre avec le coefficient de recombinaison radiative, qu'on a écrit ici $\langle \sigma_{ri} v \rangle$ justement pour éviter la confusion.



FIGURE 2.13 – La nébuleuse Triffide (M20) et la nébuleuse d'Orion (M42) sont des régions HII.

en faisant intervenir le coefficient de recombinaison de l'hydrogène α_B discuté plus haut, de l'ordre de quelques $10^{-13} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Comme $x_e = 1$, on a bien $n_e = n(\text{H}^+) = n_{\text{H}}$. Le rayon de Strömgen qu'on en tire prend la forme

$$R_S \approx 9.77 \cdot 10^{18} \left(\frac{Q_0}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_{\text{H}}}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/3} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{0.28} \text{ cm} \quad (2.26)$$

et a donc pour ordre de grandeur quelques parsecs. **La frontière entre la région HII et le gaz neutre qui l'entoure est bien marquée**, car le libre parcours moyen d'un photon Lyman dans la région neutre est beaucoup plus petit²⁴

$$l_{\text{HI}} \sim \frac{1}{\sigma_{\text{pi}} n_{\text{H}}} \sim 5 \cdot 10^{15} \left(\frac{n_{\text{H}}}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ cm} \ll R_S \quad (2.27)$$

Pour obtenir une estimation du taux de production de photons Lyman Q_0 , on fait l'hypothèse d'une étoile assimilée à un corps noir de température T_* et de luminosité bolométrique L_* . On a alors

$$Q_0 = \frac{\pi L_*}{\sigma T_*^4} \int_{\nu_{\text{Ly}}}^{\infty} \frac{B_{\nu}(T_*)}{h\nu} d\nu \quad (2.28)$$

où σ est la constante de Stefan et ν_{Ly} est la fréquence correspondant à la limite de Lyman.

Exercice 20 : Démontrer la relation (2.28).

Cette relation peut se mettre sous une forme plus compacte,

$$Q_0 = \frac{15}{k\pi^4} \frac{L_*}{T_0} G\left(\frac{T_0}{T_*}\right) \quad \text{avec} \quad G(u) = u \int_u^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx \quad (2.29)$$

24. Ce calcul se fonde sur la valeur de la section efficace de photo-ionisation de H pour $h\nu = 18 \text{ eV}$, qui est l'ordre de grandeur de l'énergie moyenne des photons Lyman autour des étoiles O et B (voir la Fig. 2.1).

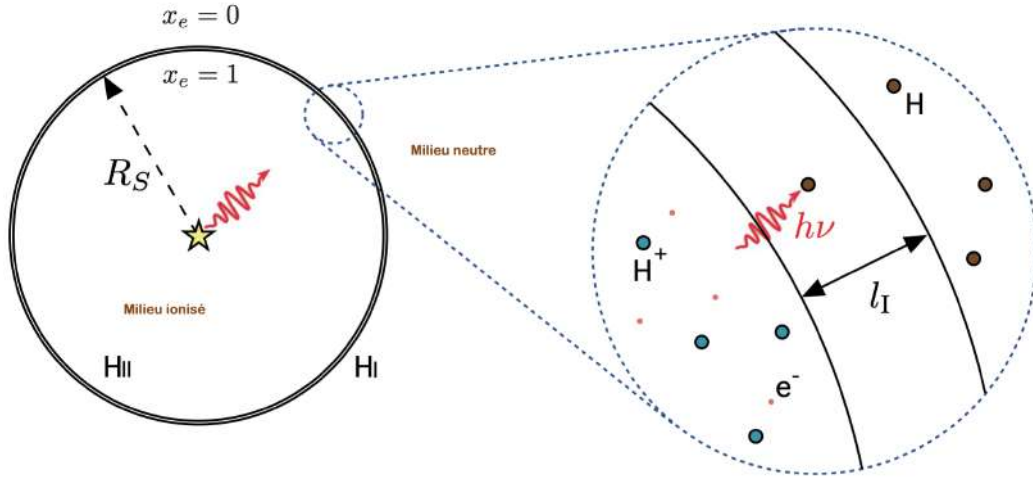


FIGURE 2.14 – Modèle de la sphère de Strömgren.

où $T_0 = I/k_B$ est l'énergie d'ionisation exprimée en échelle de température. On peut réécrire cette expression en explicitant les facteurs numériques et en introduisant la luminosité solaire $L_\odot = 3.826 \cdot 10^{26} \text{ W}$,

$$Q_0 = 2.71 \cdot 10^{43} \text{ s}^{-1} \times \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right) \times G \left(\frac{T_0}{T_\star} \right) \quad (2.30)$$

Exercice 21 : Démontrer les relations (2.29) et (2.30).

On peut ainsi estimer le taux de production de photons ionisants pour différentes étoiles :

Type stellaire	$L_\star (L_\odot)$	$T_\star (\text{K})$	$T_0/T_\star$	$G(T_0/T_\star)$	$Q_0 (\text{s}^{-1})$
O5	$7.9 \cdot 10^5$	44500	3.55	2.24	$4.8 \cdot 10^{49}$
O9	$9.7 \cdot 10^4$	33000	4.78	1.38	$3.6 \cdot 10^{48}$
B7	320	13000	12.1	0.011	$9.7 \cdot 10^{43}$

Exercice 22 : Vérifier l'expression (2.26) du rayon de Strömgren, en allant chercher l'expression du coefficient de recombinaison radiative de l'hydrogène $\alpha_B(T)$ dans [1].

Il est possible de tenir compte de l'hélium, en notant que le taux de la réaction de recombinaison $\text{He}^+ + e^- \rightarrow \text{He}$ est environ le double de celui de l'hydrogène, que le taux de production pertinent, Q_1 , est celui des photons d'énergie $h\nu > 24.6 \text{ eV}$ (potentiel d'ionisation de He dans son état fondamental), et que le rapport des abondances est $n(\text{He})/n(\text{H}) \approx 0.1$. En fonction du type spectral, on trouve que la zone HeII est interne à la région HII, avec un rayon au maximum égal à celui de la zone HII.

2.4.3 Échelles de temps

Le modèle statique ci-dessus peut-être obtenu en écrivant l'égalité de deux **temps caractéristiques**, celui d'ionisation τ_i et celui de recombinaison τ_r , avec

$$\tau_i = \frac{4\pi R_S^3 n_H}{3Q_0} \quad \tau_r = \frac{1}{\alpha_B n_H} \quad (2.31)$$

qui sont tous deux de l'ordre de 10^3 an pour une densité $n_H = 100 \text{ cm}^{-3}$. On peut d'ailleurs construire avec ces échelles de temps un modèle très simple de **croissance de la région HII**, qui donne

$$R_S(t) = \left[\frac{3Q_0}{4\pi\alpha_B n_H^2} (1 - e^{-\alpha_B n_H t}) \right]^{1/3} \quad (2.32)$$

Il existe cependant un autre temps caractéristique, celui de l'établissement de l'**équilibre de pression**²⁵. Ce temps τ_p est lié à la vitesse du son c_s dans le gaz,

$$\tau_p = \frac{R_S}{c_s} \approx 2.4 \cdot 10^5 \left(\frac{Q_0}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_H}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/3} \text{ an} \quad (2.33)$$

et est donc sensiblement plus grand que $\tau_i = \tau_r$. Il en résulte que, si l'équilibre d'ionisation est établi rapidement, un déséquilibre de pression est possible, ce qui amène potentiellement le développement d'**ondes de choc**. Il est possible de développer un modèle plus complet de propagation du **front d'ionisation**, tenant compte de la surpression dans la région HII par rapport au milieu environnant (doublement du nombre de particules, forte élévation de la température), et faisant donc appel aux relations de passage de **Rankine-Hugoniot**. On trouvera ce calcul détaillé dans [1], chapitre 37.

Exercice 23 : Démontrer la relation (2.32).

2.4.4 Fraction neutre dans la zone ionisée

Si la frontière entre région HII et gaz neutre environnant est très mince, elle n'est pas complètement abrupte, et on peut calculer, pour un modèle simple (H uniquement, symétrie sphérique, énergie des photons unique $E = \langle h\nu \rangle = 18 \text{ eV}$), le **profil radial de la fraction d'ionisation** $x_e = f(r)$. Pour cela, on écrit l'équilibre d'ionisation-recombinaison au rayon r , en tenant compte du fait que le flux de photons Lyman à cette distance est $Q(r) < Q_0$, en raison de l'absorption dans la région HII pour y maintenir la fraction d'ionisation à $x_e = 1$. En posant un rayon adimensionné $y = r/R_S$, on trouve

$$\frac{x_e^2}{1 - x_e} \approx \tau_S \frac{1 - y^3}{3y^2} \quad (2.34)$$

où l'**épaisseur optique de photo-ionisation** $\tau_S = n_H \sigma_{pi} R_S$ est très grande²⁶ (~ 3300), de sorte que la transition est très rapide (Fig. 2.15). Ce modèle permet aussi de calculer la fraction d'ionisation typique (disons au rayon médian, $y = 1/2$) à l'intérieur de la région HII et on trouve $1 - x_e \approx 10^{-3}$.

Exercice 24 : Établir l'équation (2.34) et la résoudre numériquement pour obtenir le profil $x_e(y)$.

Exercice 25 : Estimer la largeur de la transition entre les régions HII et HI à partir de la Fig. 2.15, en la comparant à R_S .

2.4.5 Rôle des poussières

Les grains de poussières absorbent une partie des photons Lyman, de sorte que le flux de photons effectif est diminué, et que **le rayon de la région HII est également inférieur à celui calculé en**

25. En effet, le doublement du nombre de particules par l'ionisation et l'augmentation de la température entre le gaz neutre initial et celui de la région photo-ionisée provoquent une augmentation nette de la pression dans la région HII par rapport au gaz neutre environnant.

26. Cet ordre de grandeur peut être obtenu en prenant $n_H \sim 100 \text{ cm}^{-3}$, $R_S \sim 10^{19} \text{ cm}$ et la section efficace de photo-ionisation $\sigma_{pi} \sim 2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ à partir de la Fig. 2.1.

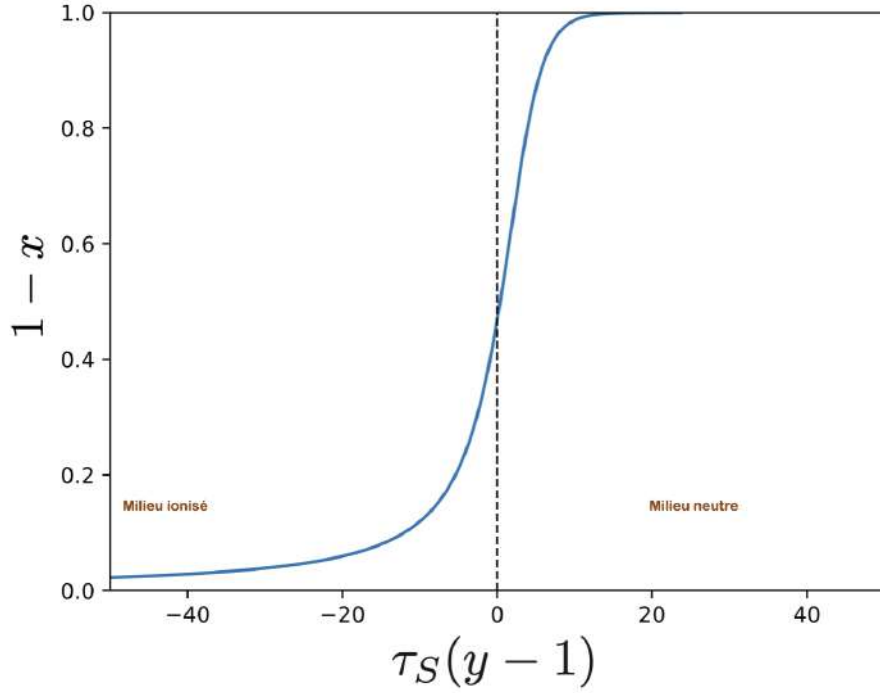


FIGURE 2.15 – Profil de la transition HII-HI

l'absence de poussières. Un effet supplémentaire est le fait que la pression de radiation, combinée au couplage gaz-grains, modifie la structure en densité de la région HII, en formant une **cavité centrale sous-dense entourée d'une coquille sur-dense**. Cet effet dépend principalement de la section efficace d'absorption par les grains σ_d et de la **dureté** L_n/L_i du spectre stellaire, rapport entre les luminosités non-ionisante L_n ($h\nu < 13.6\text{ eV}$) et ionisante L_i ($h\nu > 13.6\text{ eV}$). Il est discuté en détail dans [59].

2.4.6 Equilibre thermique des régions HII

La température des régions HII est déterminée par l'équilibre entre les processus de chauffage et de refroidissement, dont on va discuter maintenant les propriétés.

Chauffage du gaz

Le chauffage est dominé²⁷ par les photo-électrons produits dans la réaction $\text{H} + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + \text{e}^-$. L'énergie du photon ionisant étant supérieure à l'énergie d'ionisation, le surplus est emporté par l'électron sous forme d'énergie cinétique E_c . Le photo-électron se thermalise par collisions élastiques avec les particules du gaz, de sorte que l'énergie cinétique moyenne du plasma augmente. On a bien un chauffage, caractérisé par un **taux volumique de chauffage** (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$)

$$\Gamma_{\text{pi}} = n(\text{H}) \int_{I/h}^{\infty} \sigma_{\text{pi}}(\nu) c \left(\frac{u_\nu}{h\nu} \right) (h\nu - I) d\nu = \zeta_{\text{pi}}(\text{H}) n(\text{H}) \langle E_c \rangle = \alpha_B n_e n(\text{H}^+) \langle E_c \rangle \quad (2.35)$$

où l'on a introduit **l'énergie cinétique moyenne des photo-électrons** $\langle E_c \rangle$, qui est de l'ordre de $\sim 10\text{ eV}$, et la **probabilité de photo-ionisation par unité de temps** ζ_{pi} déjà définie en (2.6). Ce

27. D'autres mécanismes existent (effet photo-électrique sur les grains, ionisation par les cosmiques, dissipation dans des processus dynamiques comme les ondes MHD ou les chocs), mais ils sont sous-dominants. Il peut aussi y avoir chauffage par photo-ionisation d'autres espèces que l'hydrogène, mais nous l'ignorons par souci de simplicité.

taux est le même que celui écrit en (2.7). Pour la dernière égalité, on a utilisé l'équilibre ionisation-recombinaison dans la région HII.

Exercice 26 : Justifier l'expression intégrale dans la définition (2.35).

Il est habituel d'introduire un paramètre sans dimension $\varphi = E_c/(k_B T_\star)$, où $T_\star$ est la température de l'étoile centrale. En moyenne $\langle \varphi \rangle \sim 1$ et dans la région HII, l'hydrogène est essentiellement ionisé, de sorte que $n(\text{H}^+) \approx n_{\text{H}}$ et le taux volumique de chauffage s'écrit

$$\Gamma \approx \Gamma_{\text{pi}} = \alpha_B n_e n_{\text{H}} \langle \varphi \rangle k_B T_\star \sim \alpha_B n_{\text{H}}^2 k_B T_\star \quad (2.36)$$

Refroidissement du gaz

Plusieurs processus peuvent participer au refroidissement du gaz. Ils sont caractérisés par des **taux volumiques de refroidissement**, notés Λ et exprimés en $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$. Par ordre d'importance (voir la Fig. 2.17), on a :

- **L'excitation collisionnelle** d'espèces minoritaires suivie d'une désexcitation radiative.
- **La recombinaison radiative** des électrons et des ions, pour peu que les photons ne soient pas réabsorbés dans la foulée.
- **Le rayonnement de freinage free-free.**

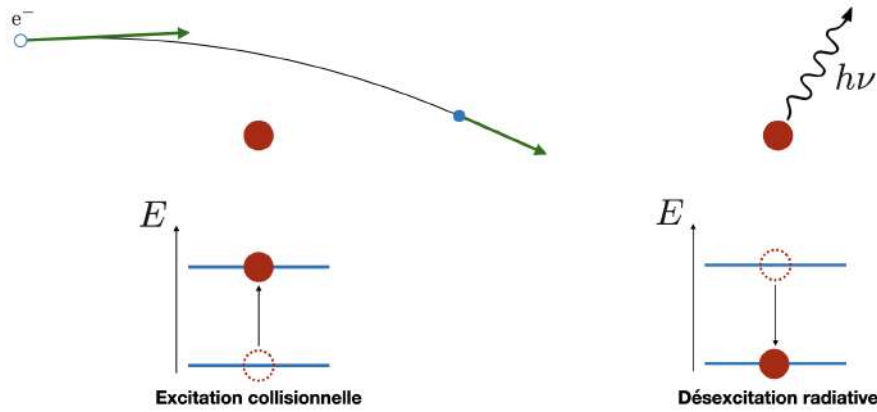


FIGURE 2.16 – Excitation collisionnelle et désexcitation radiative

L'excitation collisionnelle d'ions métalliques, essentiellement NII, OII, OIII, SII ou encore SIII, par les électrons du plasma retire une partie de l'énergie cinétique de ces électrons. Si elle est suivie d'une désexcitation radiative dans l'infrarouge ou le visible, les photons émis peuvent s'échapper de la région et le bilan global est donc bien un refroidissement (Fig. 2.16). Ce chemin de désexcitation domine si la densité du gaz est suffisamment faible²⁸. Le taux de refroidissement correspondant s'écrit

$$\Lambda_{\text{ce}} = \sum_X \sum_i n(X, i) \sum_{j < i} A_{ij} (E_i - E_j) \quad (2.37)$$

où la somme porte sur les différentes espèces X , les différents niveaux excités i , et les différentes transitions possibles $i \rightarrow j$.

Exercice 27 : Justifier la forme (2.37) de Λ_{ce} .

²⁸. C'est le cas dans les régions HII.

La recombinaison radiative de l'hydrogène est un processus moins efficace, et qui requiert une épaisseur optique $\tau \ll 1$ dans les raies de recombinaison de l'hydrogène. Logiquement, le taux de refroidissement correspondant a une forme semblable au taux de chauffage calculé plus haut, puisque la recombinaison radiative est l'exact inverse de la photo-ionisation,

$$\Lambda_{\text{rr}} = \alpha_B n_e n_H \langle E \rangle \quad (2.38)$$

à ceci près que l'énergie moyenne qui intervient n'est pas celle des photo-électrons, mais celle des électrons de recombinaison, qui est donc de l'ordre de $k_B T$ et non de $k_B T_*$ ²⁹.

Enfin, **l'émission bremsstrahlung free-free** est aussi un moyen de refroidir le gaz, puisqu'une partie de l'énergie cinétique de l'électron freiné dans son interaction avec un ion est convertie en rayonnement radio pour lequel l'épaisseur optique de la région est très faible. Le taux correspondant Λ_{ff} est typiquement de l'ordre de 50% de celui de la recombinaison radiative.

Au total, le taux volumique de refroidissement est $\Lambda = \Lambda_{\text{ce}} + \Lambda_{\text{rr}} + \Lambda_{\text{ff}}$.

Détermination de la température d'équilibre

La température T de la région HII a un impact sur les différents taux introduits ci-dessus :

- Si T augmente, les particules du plasma ont alors une énergie cinétique moyenne plus grande, et l'apport d'énergie par les photo-électrons est donc moins important³⁰, de sorte que Γ diminue.
- Dans le même temps, les particules du plasma ont plus d'énergie à céder collisionnellement aux ions métalliques, et peuvent plus facilement les exciter. Le refroidissement collisionnel Λ_{ce} augmente donc.
- Il en va de même de Λ_{rr} et Λ_{ff} , qui augmentent lorsque la température augmente³¹.

On en déduit que $\Lambda(T)$ **est une fonction croissante** et $\Gamma(T)$ **une fonction décroissante de la température**. Les deux courbes doivent se croiser et la **température d'équilibre** T_{eq} est telle que

$$\Gamma(T_{\text{eq}}) = \Lambda(T_{\text{eq}}) \quad (2.39)$$

À titre d'exemple, sur une région HII avec les caractéristiques d'Orion ($n_H = 4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ et $Z = Z_\odot$), et un corps noir central $T_* = 3.5 \cdot 10^4 \text{ K}$, on trouve $T_{\text{eq}} = 8050 \text{ K}$ (Fig. 2.17).

Sensibilité aux conditions physiques

La température d'équilibre dépend notamment de la densité du gaz n_H et de la métallicité Z :

- **Si la densité augmente**, les désexcitations collisionnelles sont plus fréquentes. Elles concurrencent plus fortement les désexcitations radiatives, de sorte que le refroidissement diminue. **La température augmente.**
- **Si la métallicité augmente**, il y a plus d'espèces susceptibles de fournir les raies de refroidissement, donc celui-ci augmente et **la température diminue.**

2.4.7 Nébuleuses planétaires vs. régions HII

Les **nébuleuses planétaires** (*Planetary Nebulae*, PN) sont constituées du gaz en expansion rapide (vitesse du vent $v_w \sim 20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) expulsé par une étoile en fin de vie sur la **branche asymptotique des**

29. On donc $\Lambda_{\text{rr}} \sim \alpha_B n_H^2 k_B T$ et le rapport entre le taux de chauffage et ce taux de refroidissement est donc $\sim T_*/T$ qui est de l'ordre de 5 à 10. On voit donc que ce seul processus ne saurait être la contribution dominante au refroidissement pour équilibrer le chauffage.

30. C'est une loi de l'offre et de la demande...

31. La dépendance du taux de recombinaison avec la température, $\alpha_B \propto T^{-0.83}$ donnée par [1], combinée avec la forme (2.38) montre que cette dépendance est faible $\Lambda_{\text{rr}} \propto T^{0.17}$

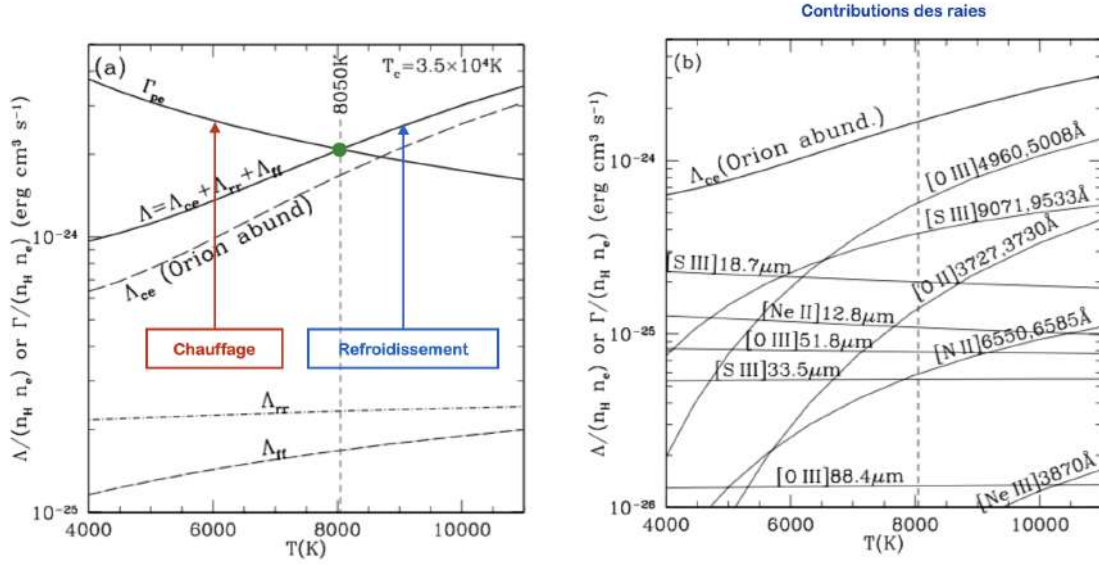


FIGURE 2.17 – Détermination de la température d'équilibre dans une région HII (à gauche) et contribution des différentes raies de refroidissement (à droite). Figure adaptée de [1].

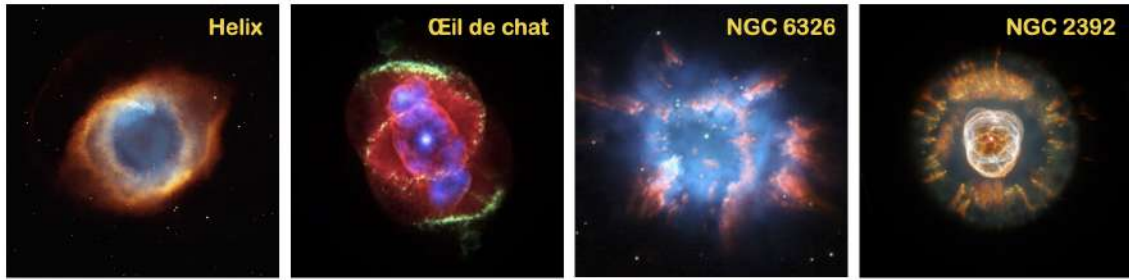


FIGURE 2.18 – Quelques nébuleuses planétaires.

géantes (AGB). La **naine blanche** centrale, très chaude ($T > 10^5$ K) ionise ce gaz³², qui se refroidit via des raies de recombinaison optiques qui leur donnent leurs magnifiques couleurs³³. La première nébuleuse planétaire répertoriée est celle de l'Haltère (M27, NGC 6853), découverte par Messier en 1764, et on en connaît environ 1500 dans notre Galaxie (Fig. 2.18). Elles présentent souvent des morphologies complexes, qu'on pense être associées à la présence d'un compagnon stellaire brisant la symétrie sphérique.

Physiquement, la différence fondamentale entre ces nébuleuses planétaires et les régions HII, hormis leur origine, réside dans la différence de température de l'objet central, et donc dans la **dureté du spectre électromagnétique**, nettement plus importante³⁴ dans le cas des PN. De ce fait, l'hélium y est entièrement ionisé (HeIII) et d'autres éléments le sont plus fortement que dans les régions HII (OIV, NeIV, NeV). De plus, le chauffage photoélectrique est plus important, ce qui amène à des **températures d'équilibre plus élevées**, $T_{eq} \sim 16000$ K.

32. À la différence des régions HII, le gaz ionisé a donc pour origine l'étoile progénitrice elle-même, et non le MIS environnant. Le vent stellaire de l'AGB emporte environ $\dot{M}_w \sim 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ pendant la courte durée de vie de l'objet (de l'ordre de $\sim 2 \cdot 10^3$ an).

33. Typiquement, les couleurs rouges sont dues à H α (656.28 nm), OI (630 nm), NII (658.4 nm) et les couleurs bleues à OIII (500.7 nm).

34. C'est-à-dire plus riche en rayonnement UV lointain et extrême.

2.5 Ionisation dans les régions neutres

Si l'ionisation est importante dans les régions HII, le gaz coronal, et les nébuleuses planétaires, avec $x_e \approx 1$, la fraction d'ionisation n'est pas nulle dans le milieu atomique (WNM et CNM) ni dans le milieu moléculaire. Les électrons libres dans ces milieux y jouent d'ailleurs plusieurs rôles importants :

- dans l'équilibre d'ionisation de nombreuses espèces, exprimé par la **loi de Saha** ;
- dans la charge des grains de poussière ;
- dans les réseaux de réactions chimiques ;
- dans le refroidissement du gaz par l'entremise de l'excitation collisionnelle.

Exercice 28 : Rappeler la loi de Saha donnant le rapport $n_{r+1}n_e/n_r$, avec n_e la densité des électrons libres, n_r la densité de l'ion r fois ionisé, et n_{r+1} la densité de l'ion $r + 1$ fois ionisé.

2.5.1 Milieu atomique

Le milieu atomique HI est essentiellement constitué de deux phases : une phase chaude (WNM, $T \sim 5000$ K, $n_H \sim 0.6 \text{ cm}^{-3}$) et une phase froide (CNM, $T \sim 100$ K, $n_H \sim 30 \text{ cm}^{-3}$). Dans ces milieux, **l'ionisation de l'hydrogène est dominée par les rayons cosmiques et le rayonnement X**³⁵. Ce processus fournit l'essentiel des électrons libres dans le milieu atomique, avec une incertitude importante du fait de celle qui affecte le taux d'ionisation primaire par les cosmiques ζ_{CR} . En complément, **les métaux dont l'énergie d'ionisation est $I < 13.6$ eV peuvent en revanche être photo-ionisés**, et leur contribution à la densité électronique peut être importante. À titre d'exemple, on considère le carbone, dont l'abondance en phase gazeuse³⁶ dans le MIS est $x_C = n_C/n_H \approx 10^{-4}$ et le potentiel d'ionisation $I_C = 11.26$ eV. En écrivant l'équilibre d'ionisation et de recombinaison, on trouve que le carbone³⁷ est presque entièrement ionisé $n(C^+)/n_C > 99\%$ et qu'il fournit donc une densité électronique de l'ordre de $n_e \approx 10^{-4}n_H$. *In fine*, on aboutit à des fractions d'ionisation de l'ordre de $x_e \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ dans le CNM et $x_e \sim 10^{-2}$ dans le WNM.

2.5.2 Milieu moléculaire

Dans le milieu dit "moléculaire diffus" où l'hydrogène est majoritairement sous forme H_2 mais l'extinction visuelle est modérée ($0.3 \lesssim A_V \lesssim 2$), **la fraction d'ionisation est essentiellement déterminée par la photo-ionisation des métaux**, et donc $x_e \sim 10^{-4}$, mais l'ionisation de H_2 par les rayons cosmiques, bien que sous-dominante, joue un rôle essentiel dans **l'initialisation de la chimie moléculaire** par la réaction rapide ion-neutre



L'échange de charge, avec O par exemple, fournit les premiers édifices comme OH^+ , H_2O^+ , ... à l'origine de la **complexité moléculaire dans le MIS**. Par ailleurs, on peut utiliser ces modèles de réseaux chimiques pour **contraindre le taux d'ionisation par les cosmiques**³⁸ $\zeta_{CR} \sim 5 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ à $\sim 3 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ via la mesure de l'abondance de H_3^+ . Dans le milieu **moléculaire dense** ($A_V \gtrsim 2$), il n'y a plus suffisamment de photons UV pour maintenir la fraction d'ionisation via les métaux, de sorte qu'elle s'effondre³⁹ et ne peut être maintenue qu'à un niveau bas via l'ionisation de H_2 par les rayons

35. On rappelle que la section efficace de photo-ionisation décroît rapidement avec la fréquence (Fig. 2.1), de sorte que si les photons UV sont absents de ces milieux, les photons nettement plus énergétiques peuvent les atteindre. Par exemple, pour un nuage HI de densité de colonne $N(H) = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, les photons d'énergie 150 eV rencontrent une section efficace $\sigma_{pi} \approx 1.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, de sorte que l'épaisseur optique est seulement $\tau \approx 1.8$.

36. Il faut en effet soustraire le carbone enfermé dans les grains.

37. Ceci est valable pour toutes les espèces dont l'énergie d'ionisation est inférieure à 13.6 eV.

38. On pourra voir par exemple [60].

39. On peut l'estimer dans les nuages moléculaires à partir de l'abondance d'ions moléculaires comme HCO^+ .

cosmiques. On a typiquement $x_e \sim 10^{-7} (n_H/10^4 \text{ cm}^{-3})^{-1/2}$ pour des densités $n_H \lesssim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et une dépendance plus raide encore, $x_e \propto n_H^{-1}$, au delà (voir [7], p. 218-220).

Le gaz atomique

Nous abordons maintenant la description des **phases neutres du gaz**, où la fraction d'ionisation est faible ($x_e < 10^{-2}$), en commençant par les régions où l'hydrogène est majoritairement sous forme **atomique** (HI), qui représentent une étape essentielle vers la formation du gaz moléculaire et la formation stellaire. Comme on le verra, sous l'effet d'une **instabilité thermique**, le HI se présente sous plusieurs **phases thermodynamiques distinctes**, notamment le **WNM** chaud et diffus et le **CNM** froid et dense. On présente dans la suite les observables possibles de ce gaz atomique neutre, en particulier la raie hyperfine à 21 cm, et les conclusions qu'on peut tirer des observations de cette raie quant aux caractéristiques du gaz HI dans la Galaxie, à toutes les échelles. On trouvera une excellente et très récente revue de ces questions, sur laquelle s'appuie en partie ce chapitre, dans [61].

3.1 Introduction

L'hydrogène sous sa forme atomique HI représente **60% en masse** de l'hydrogène Galactique. Dans l'Univers local, les trois quarts du gaz neutre sont dans la phase atomique. Il est **structuré à toutes les échelles** et trace le gaz bien au-delà du disque stellaire, ainsi que les **interactions entre galaxies**¹, comme le montre la Fig. 3.1, sans biais particulier vis-à-vis de la formation stellaire². Autour des galaxies, on retrouve le HI sous forme très diffuse de gaz tombant sur les disques galactiques, dont l'origine peut-être extragalactique, c'est-à-dire accreté depuis les filaments de matière noire jusqu'au disque par attraction gravitationnelle dans les puits de potentiel, ou bien liée à un phénomène de **fontaine Galactique** suite à l'expulsion du gaz du disque par les explosions de supernovæ.

3.1.1 Traceurs du gaz atomique

Le gaz atomique est principalement tracé via la **raie à 21 cm**, à la fois en émission et en absorption. Comme on le verra, **l'émission trace plus facilement la phase chaude WNM et l'absorption la phase froide CNM**, mais l'amélioration des techniques observationnelles permet désormais de tracer au moins en partie ces deux phases avec les deux approches. On verra comment et dans quelles conditions cette raie permet de déterminer la **densité de colonne** N_{HI} du gaz atomique, sa **température d'excitation**, et la **dynamique** du gaz au travers de l'effet Doppler.

Parmi les autres traceurs du gaz atomique, dont on parlera peu ici, il convient de mentionner qu'on peut utiliser **l'émission thermique des poussières**, en se fondant sur le fait que ces dernières sont

1. Un exemple est le "courant de Magellan", découvert en 1965, dans le sillage des nuages du même nom.

2. Si la densité surfacique de formation stellaire est fortement corrélée à celle du gaz moléculaire, la corrélation avec la densité surfacique du HI est en effet beaucoup plus lâche.

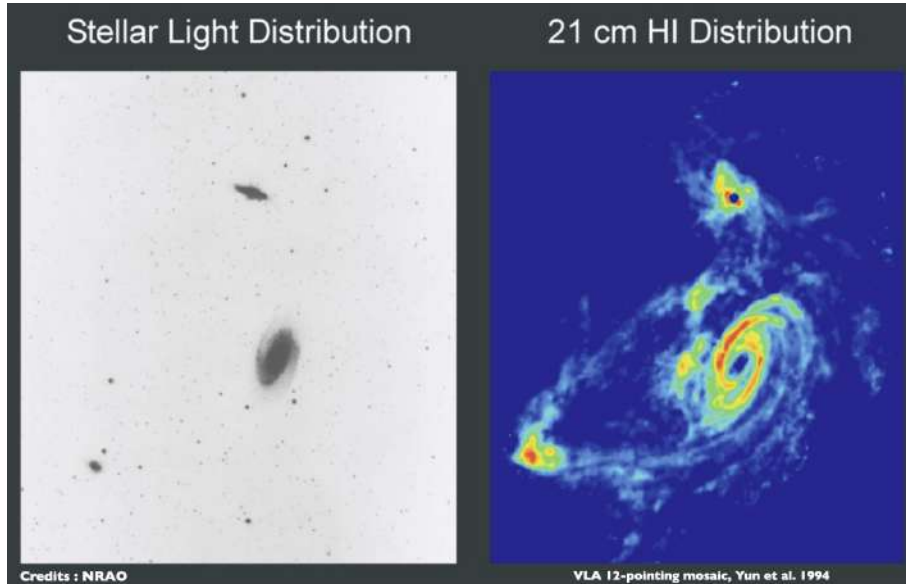


FIGURE 3.1 – Émission stellaire (à gauche) et émission du HI (à droite) dans le groupe de galaxies autour de Messier 81. On voit à quel point les disques de gaz s’étendent plus loin que les disques stellaires et permettent de tracer les interactions entre les membres.

mêlées au gaz, dans un rapport globalement uniforme³, de sorte que **la distribution des poussières suit approximativement celle du gaz**, comme le montrent les cartes de N_{HI} et de l’épaisseur optique des poussières à 353 GHz représentées sur la Fig. 3.2. De plus, les poussières sont chauffées par le rayonnement stellaire à des températures T_d elles aussi à peu près uniformes, comme on le verra plus loin, de sorte que **l’émission FIR des grains est proportionnelle à N_{HI}** ,

$$I_{\text{FIR}} \propto \int_{\text{FIR}} \tau_\nu B_\nu(T_d) d\nu \propto N_{\text{dust}} \propto N_{\text{HI}} \quad (3.1)$$

Cette corrélation est effectivement observée (Fig. 3.2), mais comme on peut le voir, elle présente des déviations à basse et haute colonne densité de HI.

Exercice 29 : Expliquer les déviations observées dans les corrélations entre poussières et HI.

Les autres traceurs du gaz atomique sont essentiellement les **raies d’absorption en UV** qu’il imprime sur les spectres d’étoiles ou de quasars en arrière-plan⁴. Enfin, il est possible de tracer le champ magnétique dans ces régions, d’une part via la **polarisation de la lumière stellaire** due à l’alignement des grains⁵, et d’autre part en exploitant **l’effet Zeeman** qui affecte la raie à 21 cm (voir par exemple [66]).

3.1.2 Phases thermodynamiques

Comme on l’a déjà mentionné, le gaz atomique se présente sous plusieurs phases thermodynamiques :

- La phase neutre froide (**CNM**), représentant environ 40% en masse du HI, avec une température médiane d’environ ~ 70 K.

3. On a à peu près un rapport de la masse de gaz à la masse des poussières $M_g/M_d \sim 100$.

4. L’absorption dans la raie $\text{Ly}\alpha$ est un traceur puissant du contenu en HI, notamment pour les structures de gaz intergalactique qui impriment la **forêt $\text{Ly}\alpha$** dans les spectres de quasars.

5. La corrélation observée entre les structures filamenteuses du HI froid et la polarisation stellaire ouvre aujourd’hui une nouvelle fenêtre sur l’interaction entre le gaz, les poussières et le champ magnétique [65], à l’image de la Fig. 3.3.

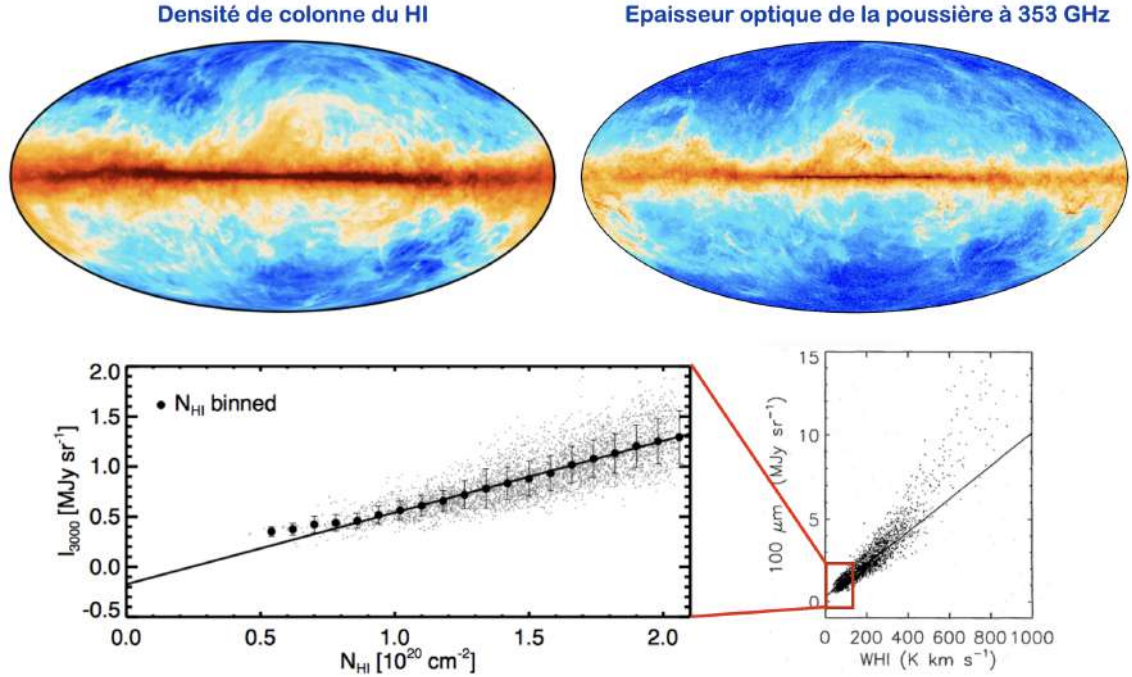


FIGURE 3.2 – Corrélation entre l'émission HI Galactique (en haut à gauche, relevé LAB [62]) et l'émission thermique des poussières (en haut à droite, relevé *Planck* [63]). Les figures, issues de [63] et [64], montrent la dispersion entre l'émission infrarouge en ordonnée et une mesure de l'émission HI en abscisse.

- la phase neutre chaude (**WNM**), représentant environ 40% en masse du HI, avec une température de l'ordre de ~ 5000 K, sachant que cette estimation est plus difficile à faire que celle du CNM.
- De plus, une fraction non négligeable [67] du gaz est à des températures entre 500 et 5000 K, correspondant à un régime **instable thermiquement**. La fraction de masse de ce milieu instable (**UNM**) serait de l'ordre de 20%.

Il est important de comprendre que le gaz n'est pas figé dans l'une ou l'autre des phases, mais qu'il **transite dynamiquement de l'une à l'autre**. Le passage du gaz atomique chaud et diffus au gaz froid et dense est très probablement l'une des **étapes essentielle du processus de formation stellaire**, peut-être plus importante encore que la formation du gaz moléculaire au sein du gaz atomique froid.

3.2 La raie à 21 cm

3.2.1 Origine de la raie

La raie de **transition hyperfine** à 21 cm de longueur d'onde ($\nu_0 = 1420.405751$ MHz), interne au niveau fondamental $1s$ de l'hydrogène, est le traceur principal du milieu atomique HI où $n_H \approx n(\text{H})$. Elle se forme lorsque les spins du proton et de l'électron passent d'un état parallèle (multiplicité $g_u = 3$) à un état antiparallèle ($g_l = 1$), de plus basse énergie⁶. C'est une transition **fortement interdite** ($A_{ul} = 2.85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$) mais la faible densité du milieu conjuguée aux grandes lignes de visée la rend

6. Plus précisément, elle se forme dans la transition entre un niveau symétrique et antisymétrique, caractérisé par un nombre quantique hyperfin F , et le nombre d'états correspondants est $2F + 1$, avec $F(l) = 0$ et $F(u) = 1$.

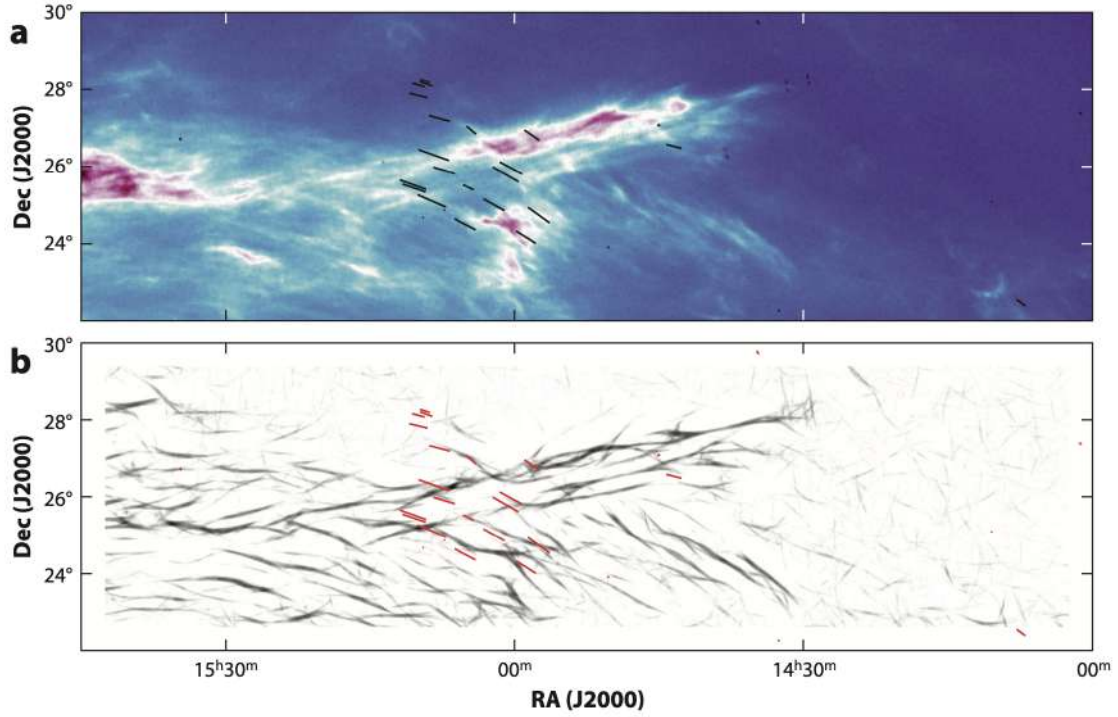


FIGURE 3.3 – Le panneau du haut montre l'émission d'un canal en vitesse du relevé GALFA-HI, et des données de polarisation stellaire représentées par les segments. Le panneau du bas représente les mêmes données de polarisation sur une carte construite à partir des données HI mettant en évidence les structures filamenteuses. Figure issue de [61].

parfaitement visible⁷. Son temps de vie très long ($\tau \approx 10^7$ an) fait que l'élargissement naturel est négligeable, et on peut donc l'utiliser pour **cartographier le contenu en gaz atomique** de la Galaxie (Fig. 3.4) et des galaxies extérieures (Fig. 3.6) mais également la dynamique de ce gaz. On peut également s'en servir pour déterminer la **température des nuages interstellaires**.

3.2.2 Coefficient d'absorption et émissivité de la raie

Dans le milieu atomique neutre, la **température d'excitation** de la transition hyperfine, qu'on nomme dans ce cas précis **température de spin** et qu'on note T_s , est nécessairement au moins égale à celle du CMB, puisque ces photons sont toujours présents pour exciter les atomes. On rappelle que la température d'excitation est celle qui permet d'écrire le rapport des populations sous la forme

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{k_B T_s}\right) \quad (3.2)$$

Comme $T_s \geq T_{\text{CMB}}$, on en déduit que $h\nu_0 \ll k_B T_s$, de sorte qu'on peut appliquer **l'approximation de Rayleigh-Jeans** et noter que le rapport des populations suit les poids statistiques, soit pour la densité totale de HI, $n_H = n_u + n_l = 4n_l$.

Exercice 30 : Vérifier que $x = h\nu_0/k_B T_s \ll 1$ et que par conséquent $n_H = 4n_l$.

7. L'écart en énergie entre les deux sous niveaux correspond à une température ≈ 0.07 K, de sorte que le niveau supérieur est facilement peuplé, ne serait-ce que par les photons du CMB.

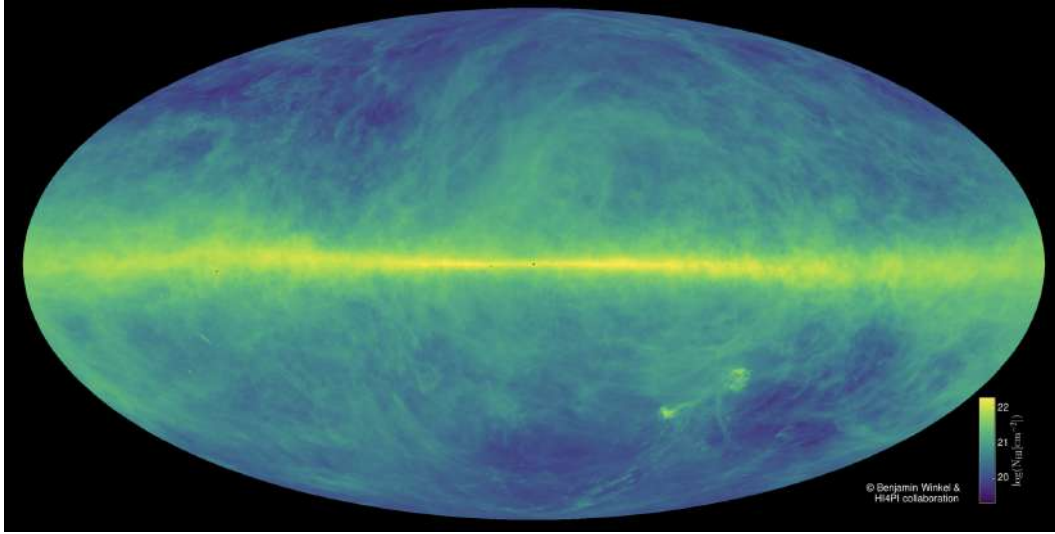


FIGURE 3.4 – Emission HI Galactique, obtenue par le relevé HI4π [68].

On en tire, à partir de l'expression générale du coefficient d'absorption monochromatique⁸, une forme approchée tirant parti de cette approximation de Rayleigh-Jeans

$$\kappa_\nu \approx \frac{3c^2 h \nu}{32\pi \nu_0^2 k_B T_s} A_{ul} n_H \phi(\nu) \quad (3.4)$$

en introduisant le **profil de la raie** $\phi(\nu)$, dont on rappelle qu'il est normalisé, ce qui signifie que son intégrale sur les fréquences est égale à l'unité.

On note que ce coefficient est proportionnel à n_H/T_s , de sorte que l'absorption par le WNM est nettement plus faible que par le CNM. C'est pourquoi **le WNM est beaucoup plus difficile à tracer en absorption qu'en émission**, et que seuls les relevés les plus récents ont désormais la sensibilité requise pour le détecter ainsi.

Exercice 31 : Obtenir l'expression (3.4) à partir de l'expression générale du coefficient d'absorption, et en utilisant les approximations indiquées.

Pour obtenir l'**émissivité** dans la raie j_ν , on utilise la **loi de Kirchhoff**, ce qui donne

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T_s) \approx \frac{3}{16\pi} A_{ul} h \nu_0 n_H \phi(\nu) \quad (3.5)$$

C'est l'expression qu'on aurait pu écrire directement pour l'émission d'une raie **optiquement mince**.

Exercice 32 : Obtenir l'expression (3.5) de l'émissivité dans la raie et justifier l'affirmation que cette expression est celle qu'on aurait pu écrire directement pour une raie optiquement mince.

8. On rappelle (voir le cours F05) que pour une raie $u \rightarrow l$ à la fréquence ν_{ul} , à une température d'excitation T_x et avec un profil normalisé ϕ , le coefficient d'absorption dans la raie s'écrit

$$\kappa_\nu = \frac{c^2 \nu}{8\pi \nu_{ul}^3} A_{ul} n_l \frac{g_u}{g_l} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{ul}}{kT_x}\right) \right] \phi(\nu). \quad (3.3)$$

3.2.3 Température de spin

Il est important de noter que la **température de spin** T_s n'est pas nécessairement égale à la **température cinétique** T_k du gaz, mais qu'elle dépend de l'ensemble des processus d'excitation mis en jeu, à savoir le champ de rayonnement (en particulier dû à l'émission $\text{Ly}\alpha$) - qui fixe l'**excitation radiative** - et les conditions de densité et de température cinétique. - qui fixent l'**excitation collisionnelle**. Dans la phase CNM, il est probable que les collisions permettent d'avoir $T_s \approx T_k$, mais dans la phase chaude WNM les collisions sont trop peu efficaces, de sorte que $T_s < T_k$. C'est alors le champ de rayonnement $\text{Ly}\alpha$ qui peut exciter la raie, mais le transfert radiatif dans la raie $\text{Ly}\alpha$ est encore mal compris. Il semblerait néanmoins qu'au moins dans le voisinage solaire, l'excitation par $\text{Ly}\alpha$ soit suffisante pour à peu près thermaliser la raie à 21 cm ($T_s \approx T_k \sim 7000 - 8000$ K). Quoiqu'il en soit, il faut un grand nombre de diffusions et donc une grande épaisseur optique de cette raie pour mettre le gaz en équilibre avec ce champ de rayonnement et thermaliser la raie⁹.

3.2.4 Épaisseur optique

On peut écrire, à partir de (3.4), l'expression de l'**épaisseur optique** τ_ν , intégrale du coefficient d'absorption sur la ligne de visée,

$$\tau_\nu = \int \kappa_\nu dz = \frac{3c^2 h \nu}{32\pi \nu_0^2 k_B T_s} A_{ul} N_H \phi(\nu) \quad (3.6)$$

en faisant l'hypothèse d'un milieu homogène, de sorte que T_s et ϕ ne dépendent pas de la position z le long de la ligne de visée. En prenant comme profil une simple Gaussienne caractérisée par une dispersion des vitesses σ_v , on trouve numériquement

$$\tau_\nu \approx 2.19 \left(\frac{N_H}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{100 \text{ K}}{T_s} \right) \left(\frac{1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}}{\sigma_v} \right) \exp \left[-\frac{(v - v_0)^2}{2\sigma_v^2} \right] \quad (3.7)$$

Exercice 33 : Selon [61], l'épaisseur optique au centre de la raie est donnée par

$$\tau_0 = \frac{N_H (\text{cm}^{-2})}{1.94 \cdot 10^{18} (\text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{s}) T_s (\text{K}) \delta v (\text{km} \cdot \text{s}^{-1})} \quad (3.8)$$

pour un profil Gaussien de largeur totale à mi-hauteur (FWHM) δv . Vérifier que cette forme est cohérente avec (3.7).

L'expression (3.7) montre que l'épaisseur optique du WNM est très faible ($\tau_0 < 10^{-1}$ pour toute densité de colonne raisonnable $N_H < 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) et explique pourquoi il est très difficile de l'observer en absorption. Inversement, il peut arriver que des structures de HI froid CNM, pour lesquelles τ_0 n'est pas négligeable, se trouvent en avant plan d'une région de HI chaud WNM. On pourra alors avoir une épaisseur optique suffisante pour observer des **signatures d'auto-absorption**¹⁰ (HISA, pour HI *self-absorption*) comme sur la Fig. 3.5.

Exercice 34 : Justifier que $\tau_0 < 10^{-1}$ pour le WNM en prenant $T_s \approx 8000$ K et en supposant le milieu thermalisé pour pouvoir calculer δv .

9. Il est encore courant cependant de faire l'hypothèse d'un champ de rayonnement $\text{Ly}\alpha$ uniforme, avec 10^{-6} photons par centimètre cube [61].

10. Cette dénomination est un peu abusive, puisque ce ne sont pas les mêmes structures qui émettent et absorbent.

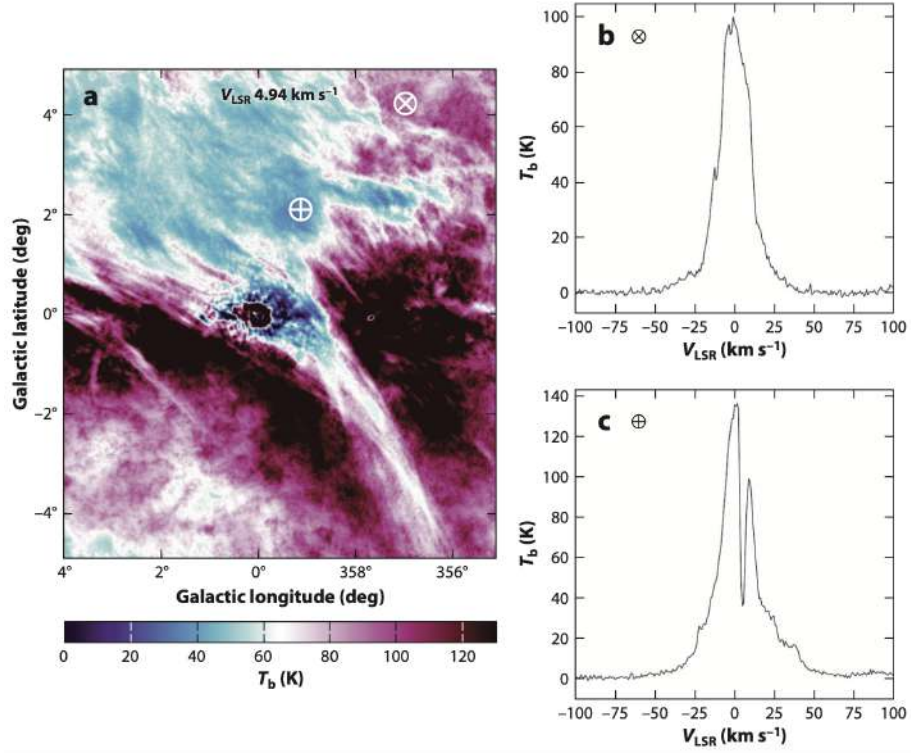


FIGURE 3.5 – Signatures d'auto-absorption du HI dans le nuage Riegel-Crutcher, dues à du CNM situé en avant du plan Galactique. Figure issue de [61].

3.2.5 Densité de colonne et température de brillance

La relation (3.6) permet d'exprimer la **densité de colonne** du gaz atomique HI en fonction de la température de spin et de l'épaisseur optique intégrée sur les fréquences selon la formule suivante, qui fait l'hypothèse d'un milieu homogène¹¹

$$N_H = \frac{32\pi\nu_0 k_B}{3c^2 h A_{ul}} \int T_s \tau_\nu d\nu \simeq 1.823 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \times \int \frac{T_s \tau(v) dv}{\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}} \quad (3.9)$$

où $\tau(v)$ est l'épaisseur optique correspondant à τ_ν lorsqu'on passe en variable vitesse.

Exercice 35 : Démontrer la relation (3.9) en utilisant la relation de l'effet Doppler classique pour relier la fréquence ν à la composante v de la vitesse le long de la ligne de visée.

Étant donnée l'approximation de Rayleigh-Jeans, la solution de l'équation du transfert¹² peut se mettre sous la forme d'une relation entre température de spin, épaisseur optique et **température de**

11. Bien entendu, s'il y a plus d'une composante sur la ligne de visée, il convient d'additionner les différentes densités de colonne obtenues au travers de cette équation, avec chacune leur propre température de spin.

12. On suppose le milieu homogène et sans radiation de fond.

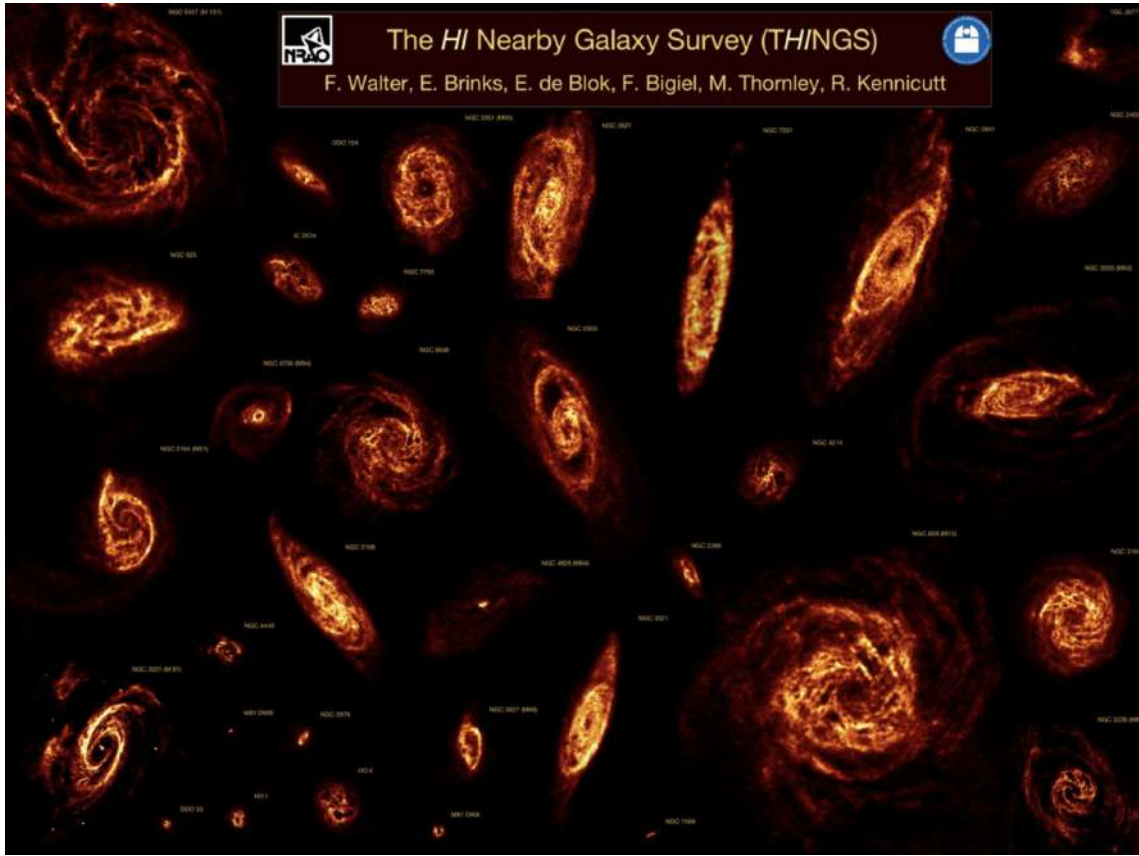


FIGURE 3.6 – Cartographie du HI dans des galaxies proches avec le relevé THINGS [69].

brillance¹³ qu'on peut écrire pour chaque intervalle de vitesse

$$T_b(v) = T_s \{1 - \exp[-\tau(v)]\} \quad (3.11)$$

Exercice 36 : Établir la relation (3.11).

On peut alors écrire la densité de colonne en fonction de la température de brillance, comme

$$N_H = 1.823 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \times \int \frac{\tau(v)}{1 - \exp[-\tau(v)]} \frac{T_b(v) dv}{\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}} \quad (3.12)$$

qui dans le cas optiquement mince, $\tau(v) \ll 1$, devient simplement

$$N_H \simeq 1.823 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \times \int \frac{T_b(v) dv}{\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}} \quad (3.13)$$

Cette dernière relation (3.13) est utilisée très largement pour cartographier l'émission issue du HI chaud dans la Galaxie (Fig. 3.4) comme en extragalactique (Fig. 3.6). On peut la modifier pour obtenir une

13. On rappelle (voir le cours F05) que celle-ci est définie par

$$I_\nu = B_\nu(T_b) \quad (3.10)$$

et représente donc la température du corps noir qui aurait la même intensité spécifique I_ν que le rayonnement observé, à cette fréquence. Bien entendu, elle dépend de la fréquence, sauf si l'émission est précisément celle d'un corps noir.

formule donnant directement la **masse de HI dans une galaxie à partir de la densité spectrale de flux F dans la raie**¹⁴,

$$\frac{M_{\text{H}}}{M_{\odot}} \simeq 2.36 \cdot 10^5 \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right)^2 \int \frac{F dv}{\text{Jy} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}}. \quad (3.14)$$

en notant D la distance de la galaxie.

Exercice 37 : Estimer la masse du gaz HI présent dans la galaxie UGC 11707 (Fig. 3.7).

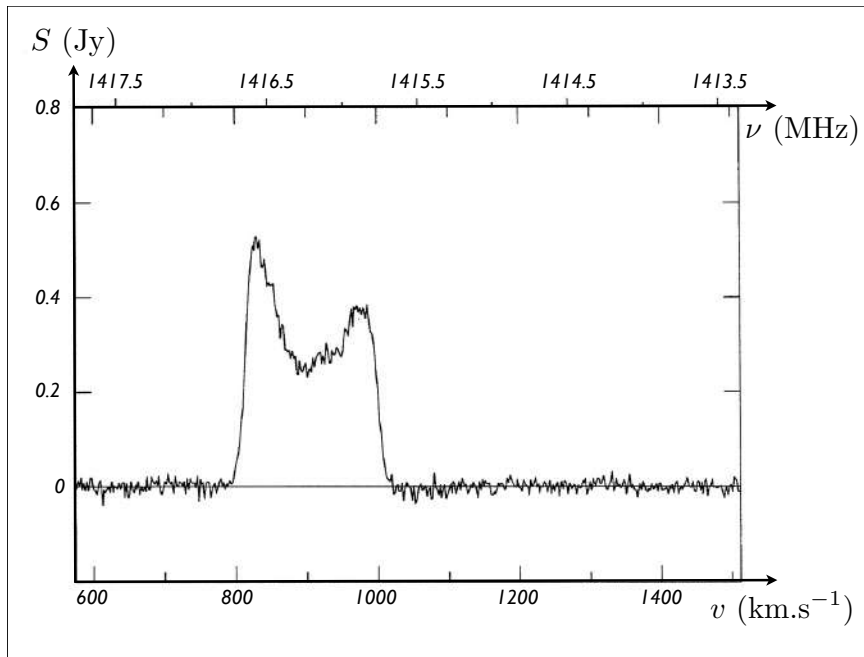


FIGURE 3.7 – Signal à 21 cm intégré sur l'ensemble de la galaxie UGC 11707. Figure adaptée de [70].

3.2.6 Le HI en absorption

Dans le cas optiquement épais $\tau(v) \gg 1$, on peut utiliser la raie à 21 cm pour **déterminer la température de spin**, à condition de disposer d'une radiosource brillante en arrière-plan du nuage (typiquement un quasar). En notant T_{RS} la température de brillance de la radiosource au voisinage de la raie et T_{sky} celle du fond de ciel à cette même fréquence dans une direction proche, la forme de la raie est donnée par le schéma de la Fig. 3.8, avec en particulier **une raie en absorption vers la radiosource si $T_s < T_{\text{RS}}$ et en émission sinon**. De la solution de l'équation du transfert en termes de température de brillance, écrite pour les positions "on" T^{on} et "off" T^{off} , on tire

$$\tau(v) = \ln \left[\frac{T_{\text{RS}} - T_{\text{sky}}}{T^{\text{on}}(v) - T^{\text{off}}(v)} \right] \quad T_s(v) = \frac{T_{\text{RS}} T^{\text{off}}(v) - T_{\text{sky}} T^{\text{on}}(v)}{T_{\text{RS}} - T_{\text{sky}} - [T^{\text{on}}(v) - T^{\text{off}}(v)]} \quad (3.15)$$

Exercice 38 : Établir les relations (3.15) à partir de la solution de l'équation du transfert.

14. On rappelle que $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

Dans le cas optiquement épais $\tau \gg 1$, ces mesures permettent donc d'obtenir la profondeur optique τ et la température de spin T_s . Dans le cas optiquement mince, on ne peut en tirer qu'une limite supérieure pour τ et inférieure pour T_s .

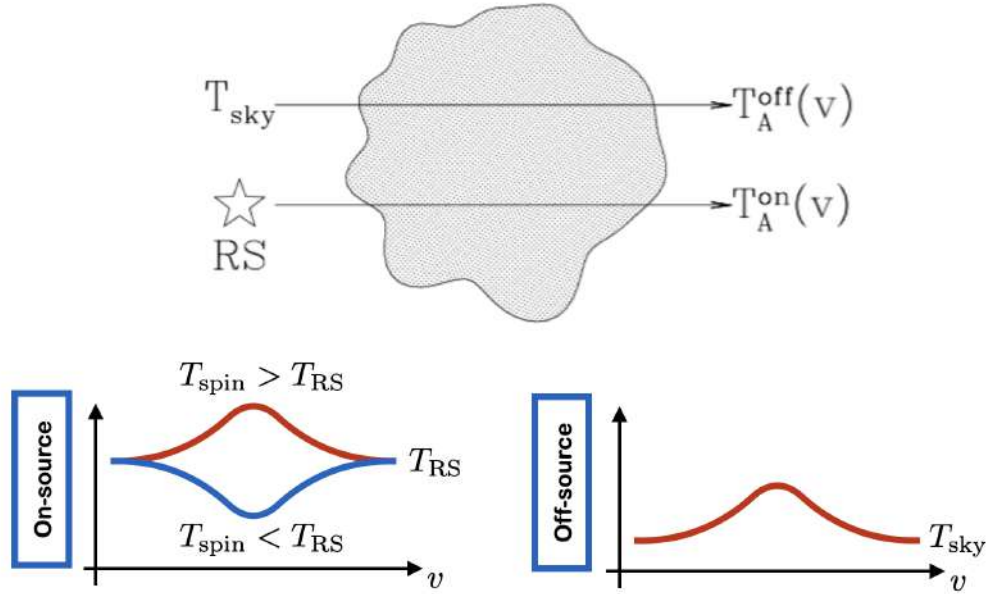


FIGURE 3.8 – Détermination de la température de spin d'un nuage HI à partir de la comparaison des spectres "on" et "off" en direction d'une radiosource d'arrière-plan.

3.3 Température du gaz HI

Comme on l'avait fait pour le gaz ionisé, la détermination de la température du gaz HI repose sur la description des **processus de chauffage et de refroidissement** du gaz.

3.3.1 Processus de chauffage

Les processus de chauffage possibles pour le HI sont

- L'effet photoélectrique sur les grains
- L'ionisation de l'hydrogène par les rayons cosmiques
- L'ionisation de H et He par les rayons X¹⁵
- L'ionisation des métaux (C, Mg, Si, Fe) par l'UV stellaire en deçà de la limite de Lyman.
- La dissipation d'énergie dans les chocs et la turbulence

Tous ces processus, hormis le dernier, produisent des **électrons suprathermiques** qui vont chauffer le gaz via des collisions élastiques. Les processus dominants sont les deux premiers, que nous allons détailler.

Chauffage par effet photoélectrique sur les grains

L'énergie nécessaire pour extraire un électron d'un grain de poussière, appelée **travail de sortie** ou **travail d'extraction** (*work function* en anglais), est de l'ordre de $W \sim 5 \text{ eV}$, mais les efficacités

15. On rappelle que les UV au-delà de la limite de Lyman sont absorbés.

d'arrachement sont faibles au voisinage du seuil, donc les photons responsables du chauffage par ce biais sont essentiellement ceux d'énergie 8 à 13.6 eV. L'énergie cinétique disponible E_{pe} est ainsi $\sim 3-8.6$ eV correspondant à une température $3.5 \cdot 10^4$ K à 10^5 K, ce qui montre bien qu'on a une source de chauffage du gaz. Le **taux de chauffage volumique** s'écrit [1]

$$\Gamma_{pe} = 1.4 \cdot 10^{-25} \frac{n_H}{10 \text{ cm}^{-3}} \frac{n_{FUV}}{3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \frac{\langle \sigma_{abs} \rangle}{10^{-21} \text{ cm}^2} \frac{\langle Y \rangle}{0.1} \frac{\langle E_{pe} \rangle - \langle E_c \rangle}{1 \text{ eV}} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (3.16)$$

où n_{FUV} est la densité des photons dans le domaine $[8 - 13.6 \text{ eV}]$, $\langle \sigma_{abs} \rangle$ est la section efficace d'absorption par les grains, moyennée dans ce domaine spectral et rapportée à un atome d'hydrogène, $\langle Y \rangle$ est le **rendement photo-électrique** moyen sur ce même domaine, c'est-à-dire la probabilité qu'une absorption de photon provoque l'arrachement d'un électron, et $\langle E_c \rangle$ est l'énergie cinétique moyenne des électrons du plasma capturés par les grains. Le dernier facteur permet donc de tenir compte du refroidissement du gaz par cette capture électronique.

Exercice 39 : Justifier la forme de ce taux de chauffage et ses dépendances.

Le calcul de ce taux nécessite l'estimation du rendement Y , qui dépend de la charge électrique des grains, comme on le verra au Chapitre 5, mais globalement, on peut mettre cette expression sous la forme

$$\Gamma_{pe} = n_H G_0 g \left(\frac{G_0}{n_e}, T_e \right) \quad (3.17)$$

où la fonction g dépend¹⁶ des paramètres G_0/n_e , rapport de l'intensité du champ de rayonnement à la densité électronique, et de la température des électrons dans le gaz, deux paramètres qui déterminent la charge électrique des grains. Typiquement, on a donc un taux de chauffage $\Gamma_{pe}/n_H \sim 10^{-26} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ et le point important est que **le taux de chauffage est proportionnel à la densité du gaz**

$$\Gamma_{pe} \propto n_H \quad (3.18)$$

En pratique, le taux de chauffage dépend peu de la température.

Chauffage par ionisation de l'hydrogène par les rayons cosmiques

Dans ce processus, l'énergie moyenne de l'électron arraché est $\langle E \rangle \sim 35$ eV, à peu près indépendante de l'énergie du cosmique. Cette énergie est en partie **thermalisée** dans le gaz environnant, et en partie utilisée pour des **ionisations secondaires**¹⁷. Au total, l'énergie thermique ajoutée au gaz pour chaque évènement d'ionisation primaire est donnée par [71]

$$E_{cri} \approx 6.5 \left[1 + 4.06 \left(\frac{x_e}{x_e + 0.07} \right)^{1/2} \right] \text{ eV} \quad (3.19)$$

ce qui permet d'exprimer le taux de chauffage sous la forme

$$\Gamma_{CR} \approx 1.03 \cdot 10^{-26} \left(\frac{n_H}{10 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{\zeta_{CR}}{10^{-16} \text{ s}^{-1}} \right) \left[1 + 4.06 \left(\frac{x_e}{x_e + 0.07} \right)^{1/2} \right] \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (3.20)$$

Exercice 40 : Expliquer pourquoi Γ_{CR} augmente quand la fraction d'ionisation x_e augmente.

On voit que là aussi, **le taux de chauffage est proportionnel à la densité du gaz**, mais aussi qu'il est un ordre de grandeur inférieur à celui du chauffage par effet photoélectrique sur les grains. Par conséquent, le taux de chauffage global est

$$\Gamma \approx \Gamma_{pe} + \Gamma_{CR} \approx \Gamma_{pe} \quad (3.21)$$

16. En plus de la taille et de la composition des grains

17. Les électrons secondaires participent alors aussi au chauffage, à hauteur de $\sim 20\%$ de leur énergie initiale.

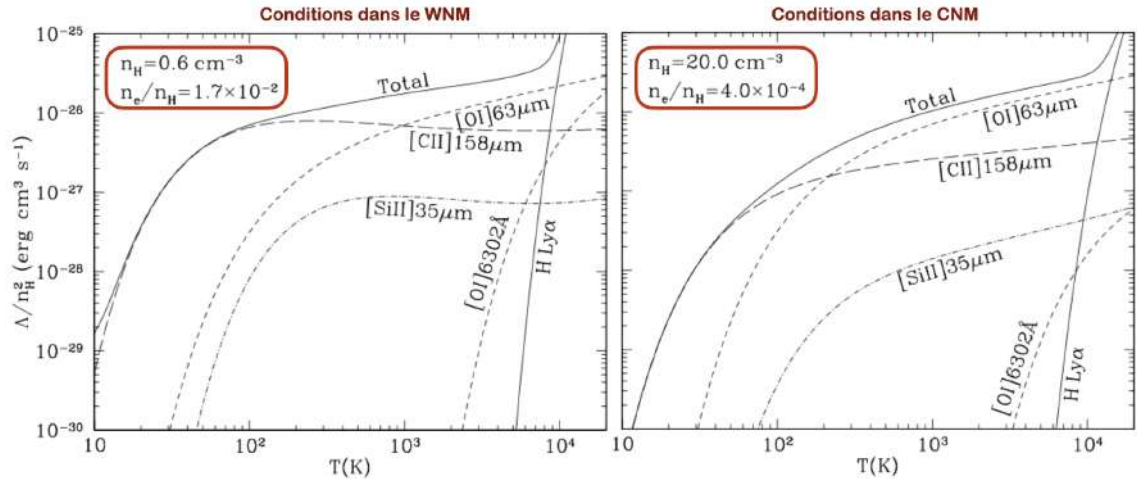


FIGURE 3.9 – Taux de refroidissement Λ/n_H^2 en fonction de la température T du gaz, pour des densités n_H et des fractions d'ionisation x_e typiques des conditions dans le WNM (à gauche) et dans le CNM (à droite). Figure issue de [1].

3.3.2 Processus de refroidissement

Le refroidissement du gaz est dominé par le **processus d'excitation collisionnelle suivi d'une désexcitation radiative** (à l'instar de ce qui se passe dans le milieu ionisé, Fig. 2.16). Ainsi, l'énergie cinétique du partenaire de collision est convertie d'abord en énergie interne d'excitation, puis en énergie radiative qui s'échappe du milieu. Les raies qui peuvent participer à ce processus sont celles pour lesquelles la densité critique est bien supérieure à celle du milieu, $n_H \ll n_{\text{crit}}$. Pour les températures typiques du HI (à la fois CNM et WNM), **les principales raies de refroidissement sont [O I] à 63 μm et [C II] à 158 μm .**

Exercice 41 : Pourquoi cette condition $n_H \ll n_{\text{crit}}$?

Comme ce processus est initié par une collision à deux corps, il n'est pas surprenant que le **taux de refroidissement Λ associé soit proportionnel au carré de la densité**

$$\Lambda \propto n_H^2 \quad (3.22)$$

et qu'il puisse dépendre nettement de la température (Fig. 3.9. On voit d'autre part sur la Fig. 3.9 qu'au-delà de 10^4 K, le refroidissement est dominé par la raie Ly- α).

3.3.3 Équilibre et instabilité thermique du HI

Courbe d'équilibre

L'équilibre thermique est déterminé par l'équation

$$\Gamma(n_H, T) = \Lambda(n_H, T) \quad (3.23)$$

On peut en déduire la température d'équilibre T_{eq} en fonction de la densité du gaz. Physiquement, si la densité augmente, le refroidissement ($\propto n_H^2$) augmente plus vite que le chauffage ($\propto n_H$), de sorte que la température d'équilibre diminue. On a donc une courbe d'équilibre dans le plan (n_H, T) qui a la forme représentée sur la Fig. 3.10 (à gauche). On y voit aussi (à droite) que si l'on impose un **équilibre de pression** $P/k_B = n_H T$, on a **potentiellement trois solutions**, si P/k_B se trouve dans un certain

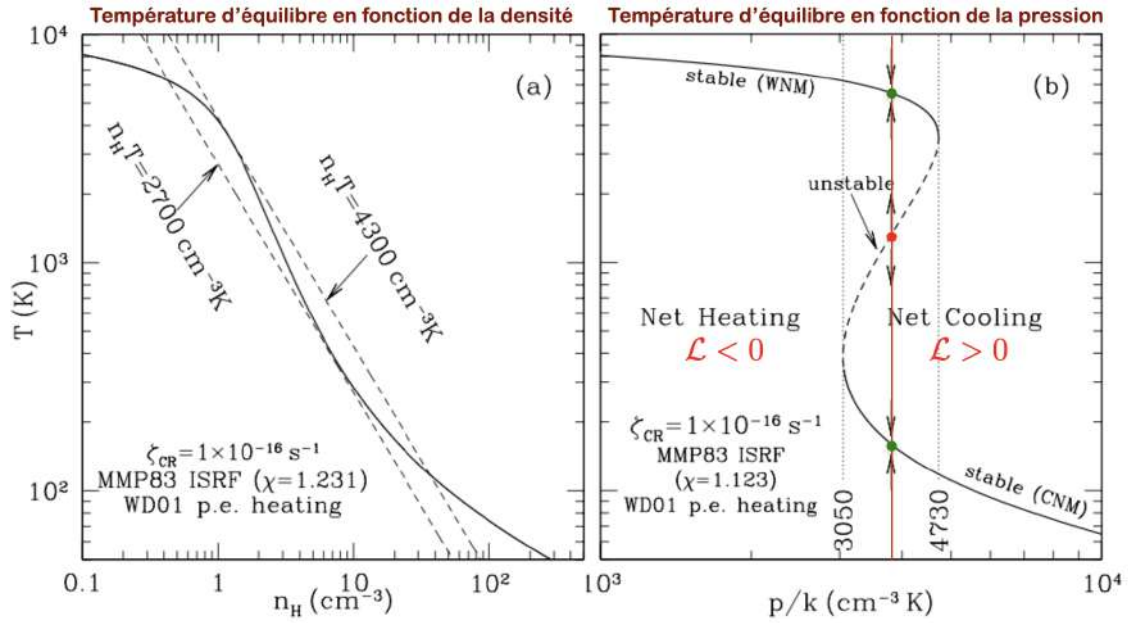


FIGURE 3.10 – Température d’équilibre du HI en fonction de la densité du gaz (à gauche) et de la pression (à droite). Figure adaptée de [1].

intervalle aux alentours de $\sim 3800 \text{ K} \cdot \text{cm}^{-3}$. À plus basse pression, seule la solution haute température (WNM) est possible, et à haute pression, seule la solution basse température (CNM) l’est¹⁸.

Instabilité thermique

La détermination de la stabilité de ces solutions repose sur un critère portant sur le **refroidissement net** $\mathcal{L} = \Lambda - \Gamma$. Sur la Fig 3.10 (droite), la zone à droite de la courbe d’équilibre dans le plan $(P/k_B, T)$ correspond à $\mathcal{L} > 0$ et la zone à gauche de la courbe à $\mathcal{L} < 0$. En se plaçant alors sur l’un des points solutions dans le régime de pression intermédiaire, il apparaît que les deux points externes sont stables, en prolongement des branches WNM et CNM, et que le point intermédiaire est instable¹⁹. On a donc **deux phase stables (WNM et CNM) et une phase instable (UNM, pour Unstable Neutral Medium)**²⁰, dont la température est attendue théoriquement entre 250 K et 4000 K, avec une fraction de masse comprise entre 20 et 30% du HI. Le CNM et le WNM, quant à eux peuvent occuper ensemble une fraction volumique proche de celle du gaz coronal (50%). Il faut noter cependant que ces évaluations dépendent fortement des détails microphysiques de l’équilibre chauffage-refroidissement.

Exercice 42 : Justifier par un raisonnement physique la détermination des zones de refroidissement net $\mathcal{L} > 0$ et de réchauffement net $\mathcal{L} < 0$, puis le caractère stable ou instable des points d’équilibre thermique à pression donnée.

Influence de l’environnement

Il faut noter que **la courbe d’équilibre dépend des conditions environnementales**, notamment de la **métallicité**, du **champ de rayonnement** et du **taux d’ionisation primaire par les rayons**

18. Notons que Jenkins & Tripp [72] ont déterminé la pression thermique du MIS, $P/k_B \approx 2700 \text{ K} \cdot \text{cm}^{-3}$ à partir d’observations de raies de structure fine du C I.

19. Les premières études de cette instabilité datent des années 1960 [73].

20. Aussi appelée LNM pour *Lukewarm Neutral Medium*

cosmique ζ_{CR} . On voit d'ailleurs que les deux panneaux de la Fig. 3.10 ne donnent pas le même intervalle de pression intermédiaire, car les paramètres χ diffèrent²¹. On trouvera une analyse approfondie de l'influence de ces conditions sur l'équilibre thermique du HI dans [74], [75] et plus récemment dans [76]. L'impact de ces paramètres est illustré par exemple sur la Fig. 3.11 (gauche), qui montre comment **la courbe d'équilibre, et donc le domaine de pression où les deux phases coexistent, varie avec le changement de la métallicité et du champ de rayonnement**. Par exemple, en baissant la métallicité, l'efficacité du chauffage par effet photo-électrique baisse, ce qui amène un CNM plus froid. De plus, le domaine des températures du CNM dépend fortement de **l'extinction visuelle** A_V due aux poussières²² et de la **densité locale**. Il est important de remarquer que ces explorations théoriques font souvent l'hypothèse d'un **état stationnaire**, alors qu'en réalité il faudrait tenir compte de la **dynamique** (supernovæ, vents stellaires) qui brisent l'équilibre et le modifient constamment. Il faut donc avoir recours à des **simulations numériques**.

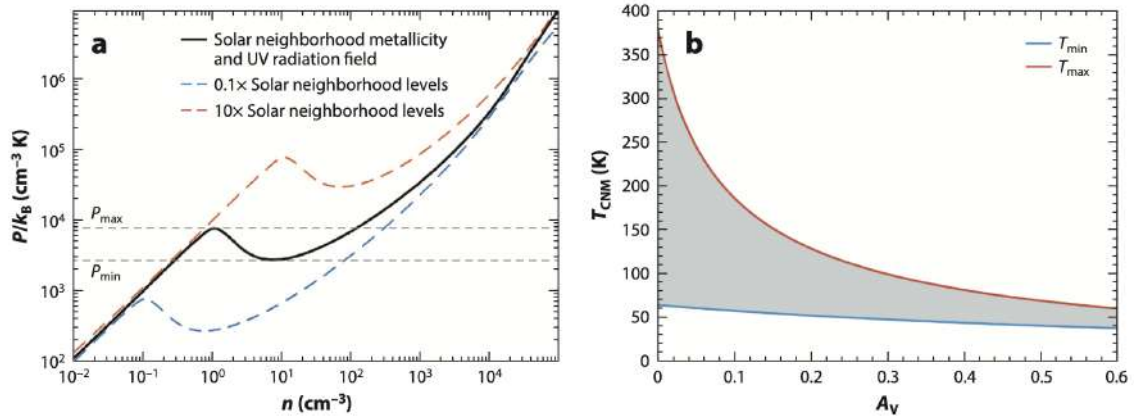


FIGURE 3.11 – Le panneau de gauche montre la courbe d'équilibre thermique du HI (à gauche) dans le cas de la métallicité et du champ UV dans le voisinage solaire et pour deux configurations où ces grandeurs sont divisées par 10 (en bleu) et multipliées par 10 (en rouge). Le panneau de droite montre l'étendue des températures possibles pour le CNM à l'équilibre, en fonction de l'extinction visuelle A_V . Figure issue de [61].

Transitions entre HI chaud (WNM) et froid (CNM)

L'équilibre thermique et l'équilibre de pression **sont dynamiques** : le gaz, sous l'effet d'une perturbation, peut passer d'un état stable à l'autre, et on peut ainsi former des **condensations de gaz dense froid au sein d'un milieu internuage chaud** comme le montrent les simulations numériques, par exemple celles de [77] montrées sur la Fig. 3.12. Partant par exemple de l'état d'équilibre WNM à gauche et faisant subir au gaz une perturbation compressive, le gaz se retrouve dans la zone de refroidissement net. Si la compression est suffisante, le gaz transite vers la branche CNM stable tout à droite. À chaque instant, une partie non négligeable du gaz est donc dans la zone instable (en jaune sur la Fig. 3.12). Il est important de noter que **cette instabilité ne requiert pas de turbulence** : un milieu statique mais bistable se séparera naturellement en des régions WNM et d'autres CNM. En revanche la turbulence aura un impact fort sur la **distribution des températures et des densités**, ainsi que sur la **morphologie** des régions chaudes et froides, comme le montre la Fig. 3.13.

21. Voir la définition de ce paramètre dans le Chapitre 1.

22. La Fig. 3.11 (droite) montre que l'on passe de $T_{\text{CNM}} = 70 - 350$ K à $A_V = 0$ à $T_{\text{CNM}} \approx 50 \pm 10$ K à $A_V \geq 0.6$.

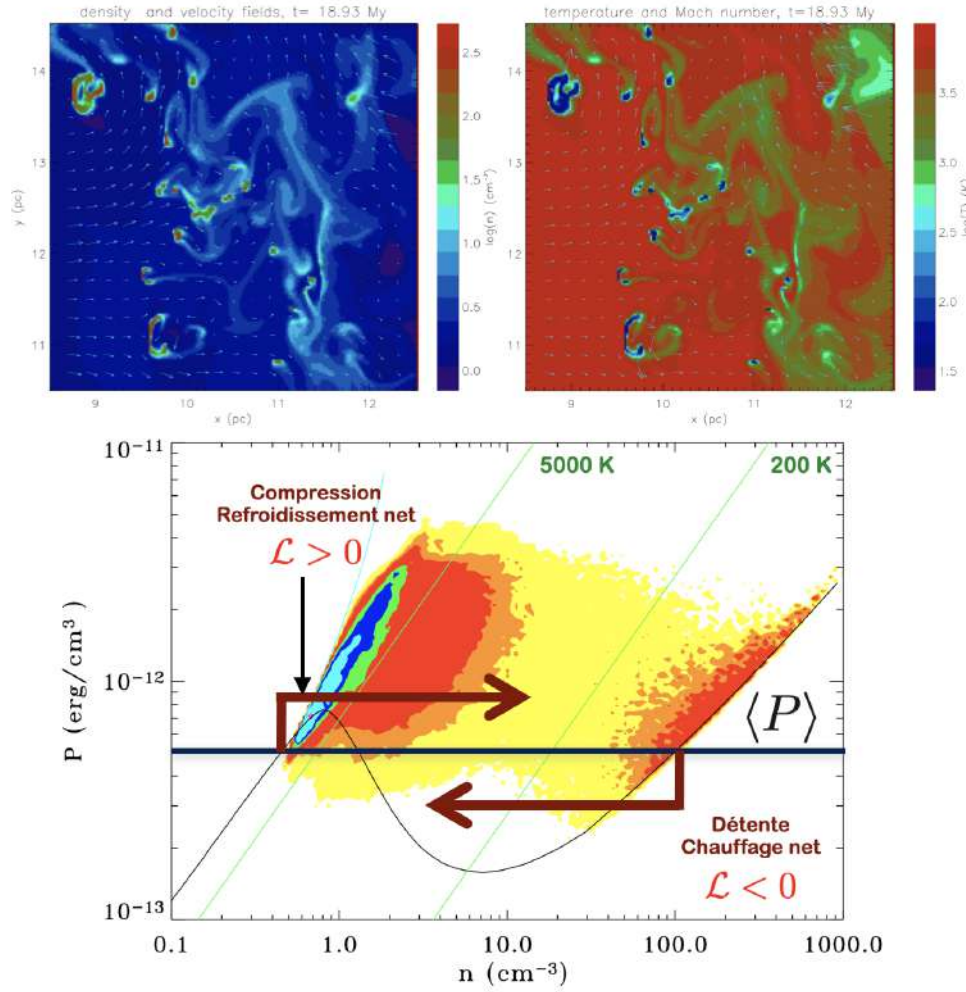


FIGURE 3.12 – Simulation numérique bidimensionnelle de l'instabilité thermique du HI : champ de densité n_H et de température T et distribution de (n_H, P) dans la simulation. Figure adaptée de [77].

3.4 Le gaz atomique dans la Galaxie

3.4.1 Les observations

Relevés en émission et en absorption

Depuis la détection du HI Galactique en 1951 par Ewen et Purcell [78], les observations ont longtemps porté sur l'**émission**, qui permet de cartographier la structure et la dynamique du gaz, essentiellement sa phase chaude²³. On dispose maintenant de **relevés avec des radiotélescopes à antenne unique**, qu'ils soient complets (LDS, LAB, HI4 π ²⁴) ou partiels (GALFA-HI). Ce dernier en particulier marque un bond en avant en termes de **sensibilité** et de **résolution spectrale**, permettant de résoudre de fins gradients de vitesse. On dispose également de **relevés interférométriques** du plan Galactique

23. Dès ces premières observations, dans les années 1950, il était clair que les différences entre les spectres en émission et en absorption indiquaient la présence de structures avec de **fortes disparités de température et de densité** sur la ligne de visée (Fig. 3.14).

24. Ce relevé, dont la carte est montrée sur la Fig. 3.4, combine les deux relevés GASS au sud et EBHIS au nord.

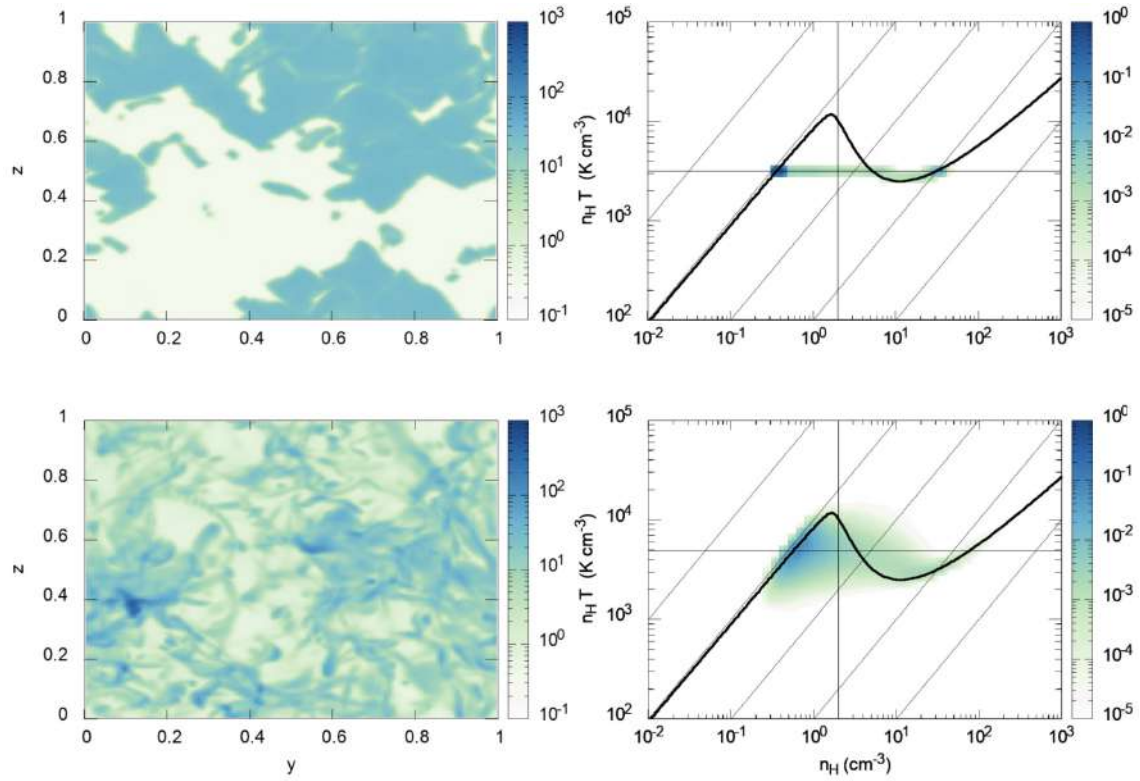


FIGURE 3.13 – Effet de la turbulence sur l’instabilité thermique du HI dans des simulations numériques d’une portion de disque Galactique. Chaque ensemble de deux panneaux représente la densité du gaz dans une coupe (yz) de la simulation et la courbe d’équilibre avec la densité de probabilité des points dans la simulation. Le niveau de turbulence augmente entre les panneaux du haut et ceux du bas. Figures fournies par B. Godard.

(CGPS, SGPS, VGPS) à plus haute résolution spatiale mais limités en termes de couverture du ciel. La Fig. 3.15 montre l’empreinte de certains de ces relevés²⁵.

Les observations en **absorption** sont nécessairement des relevés ponctuels, dans un nombre limité de directions, mais elles fournissent **épaisseur optique** et **largeurs des raies**. On a longtemps disposé de relevés limités et mal échantillonnés spatialement, mais les progrès instrumentaux commencent à permettre d’obtenir des grilles de lignes de visée avec de nombreuses mesures de HI en absorption et d’avoir une meilleure compréhension des phases froides du gaz. C’est en effet essentiellement le CNM qu’on peut observer ainsi en raison de sa grande épaisseur optique. Depuis les années 2000, la sensibilité instrumentale est suffisante pour observer aussi le WNM et l’UNM en absorption²⁶. Notons que l’auto-absorption du HI (HISA) permet quant à elle un **échantillonnage continu** des structures d’absorption, y compris leur cinématique, puisque la source d’arrière-plan est étendue²⁷.

C’est dans la **combinaison des mesures en absorption et en émission** qu’on peut dégager une image aussi claire que possible de la physique du gaz atomique. C’est notamment l’objectif de SKA et de ses ”pathfinders” ASKAP (Australie) et MeerKAT (Afrique du Sud). MeerKAT dispose d’une grande sensibilité à la brillance et d’une grande résolution angulaire, qui permettront de mieux **démêler les différentes phases du gaz sur la ligne de visée** et de mieux contraindre les propriétés de la turbulence. ASKAP fournira quant à lui une grille de mesures en absorption contenant de l’ordre de ~ 7000 lignes

25. On trouvera dans [61] un catalogue des relevés en émission et en absorption existants.

26. Par exemple, on note avec le VLA des détections de $\tau_0 \sim 10^{-3}$ et $\delta v \sim 8 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

27. Il faut cependant tenir compte de la variabilité spatiale possible de la source d’arrière-plan.

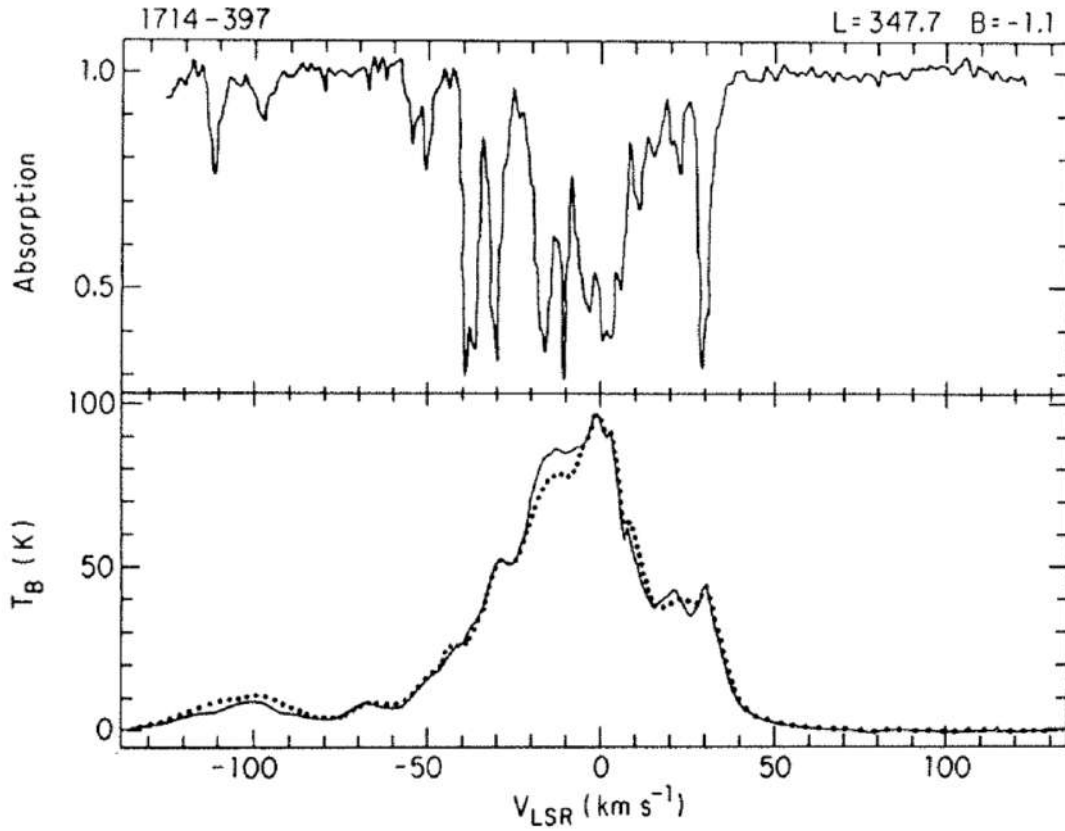


FIGURE 3.14 – Exemple de spectre HI en absorption (haut) et en émission (bas). Figure issue de [79].

de visée, améliorant considérablement notre compréhension des **variations de la température de spin et de la densité de colonne du gaz**. Avec SKA, c'est toute l'étude du gaz en émission et en absorption qui connaîtra une révolution.

L'utilisation des simulations numériques

En complément des observations, notre compréhension de la physique du HI repose également sur le développement de **simulations numériques**. Il s'agit, avec elles, de **reproduire les observables** (fractions de masse dans les différentes phases, distribution bimodale des températures, spectres synthétiques, morphologie des structures). Si les premières simulations (Fig. 3.12, [77]) se limitaient à reproduire **l'instabilité thermique** à deux dimensions en présence d'une turbulence *ad hoc*, elles tiennent actuellement compte, en 3D, de l'ensemble des **processus de rétroaction possibles (supernovæ, vents stellaires, rayons cosmiques, rayonnement)** (voir par exemple [81]). Elles montrent en particulier l'importance de ces processus²⁸ et qu'il est essentiel de tendre vers une **grande dynamique d'échelles**, de la Galaxie (afin de tenir compte du gaz tombant sur le disque) jusqu'à ces processus de rétroaction stellaire [82]. Ces simulations montrent également par exemple la formation de **structures froides et filamenteuses** à l'interface entre flots convergents, ce qui correspond au scénario dynamique qu'on se représente pour la formation du CNM [83]. Les simulations actuelles semblent également en mesure d'expliquer la **distribution des températures** (Fig. 3.16, *bas*). Cependant, il reste encore de grandes incertitudes sur la **fraction de masse** des différentes phases (en particulier la fraction de masse

28. En l'absence de rétroaction, on forme trop de gaz dense et la formation stellaire s'emballe.

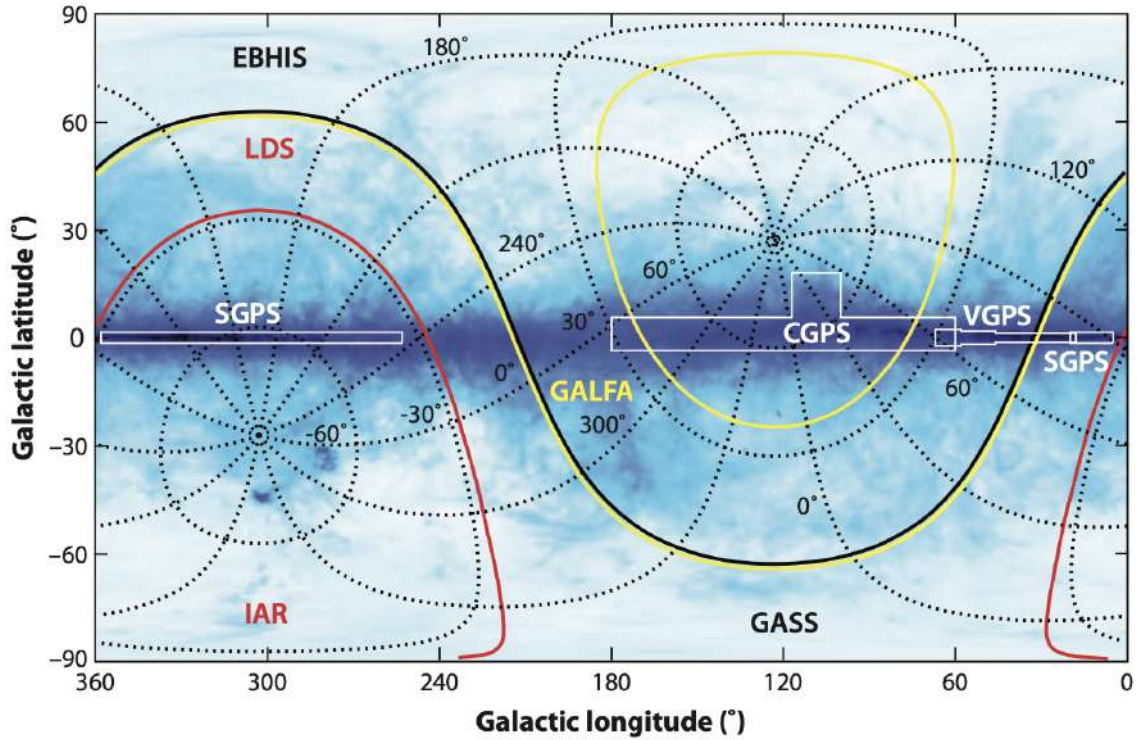


FIGURE 3.15 – Empreinte de quelques relevés du HI en émission. Figure issue de [80].

du CNM, entre 20 et 50%).

3.4.2 Distribution des températures, fractions de masse, morphologies

Distribution des températures

Les mesures en absorption pointent vers une **distribution des températures du CNM assez large**²⁹, avec un maximum aux alentours de 50 – 200 K, en accord avec les simulations (Fig. 3.16). Notons que les estimations de la température du **gaz moléculaire** semblent indiquer que celui-ci est **thermiquement couplé** aux structures les plus denses et froides du CNM. La transition avec le milieu instable est assez arbitraire, mais les observateurs et théoriciens s'accordent sur un consensus autour de 250 K. Enfin, la température du WNM, elle, reste encore **difficile à contraindre observationnellement** à partir des mesures en absorption, du fait de la faible épaisseur optique associée.

Fractions de masse

Les mesures du HI en émission ont donné lieu à de gros efforts pour **décomposer l'émission en fonction de la phase** (CNM, WNM, UNM) afin de contraindre les fractions de masse³⁰. Ce travail est difficile en raison de la différence de brillance et de largeur de raies entre les deux phases.

La fraction du gaz HI qui se trouve dans la phase CNM est en moyenne de l'ordre de $\sim 40\%$, mais avec de **fortes variations**. Elle semble dépendre des **conditions environnementales** (extinction visuelle A_V , densité volumique n_H), avec en particulier une fraction plus élevée³¹ dans les zones proches des

29. Ce qu'on interprète comme la superposition de régions à différentes températures sur une même ligne de visée.

30. On peut mentionner l'algorithme ROHSA, par exemple [84].

31. Jusqu'à 60 à 80%.

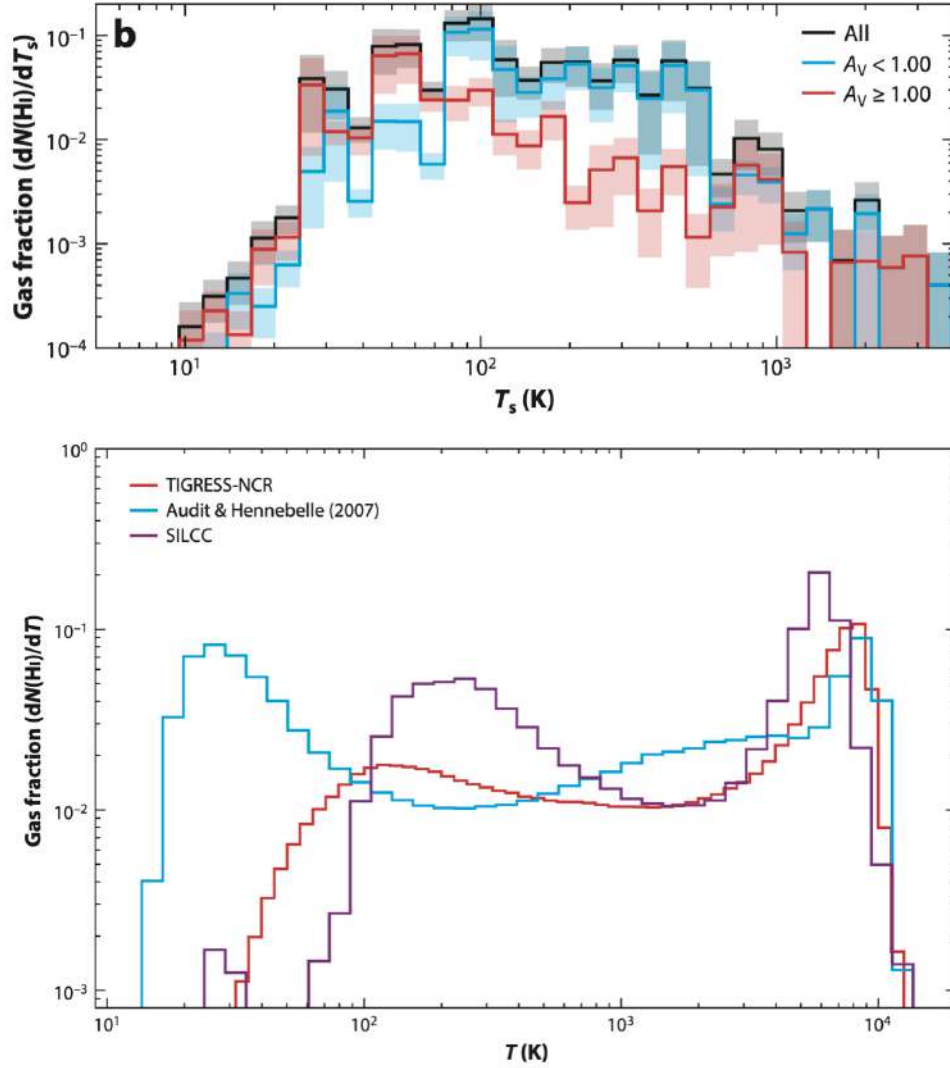


FIGURE 3.16 – Distribution des températures dans les observations (en haut) et dans des simulations (en bas). Figures issue de [61].

nuages moléculaires, ce qui pourrait marquer une **accrétion plus importante de CNM pour former les nuages moléculaires**. La fraction de masse de l'UNM est de l'ordre de 20 à 30% en moyenne, en accord avec les simulations numériques, mais peut présenter des valeurs sensiblement plus élevées sur certaines lignes de visée. Enfin, la fraction de masse du WNM est de l'ordre de $\sim 40\%$.

Morphologies

De l'observation des différentes phases du HI, on tire une vision de la morphologie du gaz dans laquelle **la phase chaude est distribuée de manière relativement uniforme, tandis que le CNM semble beaucoup plus filamenteux**, présentant des structures "fibreuse" dans les cartes par canaux. Ces propriétés semblent assez bien reproduites par les simulations. Il faut noter cependant que même les lignes de visée vers les zones les plus enfouies contiennent du WNM, et que la morphologie du mélange CNM/WNM est encore mal contrainte.

3.4.3 Caractérisation de la structure à grande échelle

La distribution du HI dans la Galaxie est en première approximation celle d'un **disque mince**, **s'étendant bien plus loin que le disque stellaire**. Pour caractériser la structure à grande échelle du gaz atomique, il faut **inverser les observations de spectro-imagerie** $T_b(l, b, v)$ en distribution spatiale du gaz $n_H(R, \theta, z)$, ce qui nécessite de se donner un **modèle de la courbe de rotation** afin d'exploiter la rotation différentielle de la Galaxie et l'effet Doppler³². À l'intérieur de l'orbite solaire, cependant, cette détermination est **ambiguë**, et les **écarts aux orbites circulaires** du fait de la barre centrale apportent des incertitudes supplémentaires. Ceci étant dit, il est néanmoins possible de donner quelques idées sur la distribution du HI Galactique à grande échelle.

Distribution radiale

La distribution radiale du gaz obtenue montre (Fig. 3.17) que :

- Dans la **Galaxie externe** (rayon galactocentrique $R_{GC} \gtrsim 12$ kpc), la densité surfacique Σ_{HI} (en $M_\odot \cdot pc^{-2}$) varie exponentiellement en $\exp[-(R_{GC} - 12 \text{ kpc})/3.4 \text{ kpc}]$;
- Au **voisinage Solaire** ($R_{GC} \sim 7 - 12$ kpc), elle est à peu près constante, $\Sigma_{HI} \sim 4.5 M_\odot \cdot pc^{-2}$;
- Dans la **Galaxie interne** ($R_{GC} \lesssim 7$ kpc), elle chute fortement ($\Sigma_{HI} \sim 2 M_\odot \cdot pc^{-2}$) du fait que l'hydrogène passe majoritairement sous forme ionisée et moléculaire.

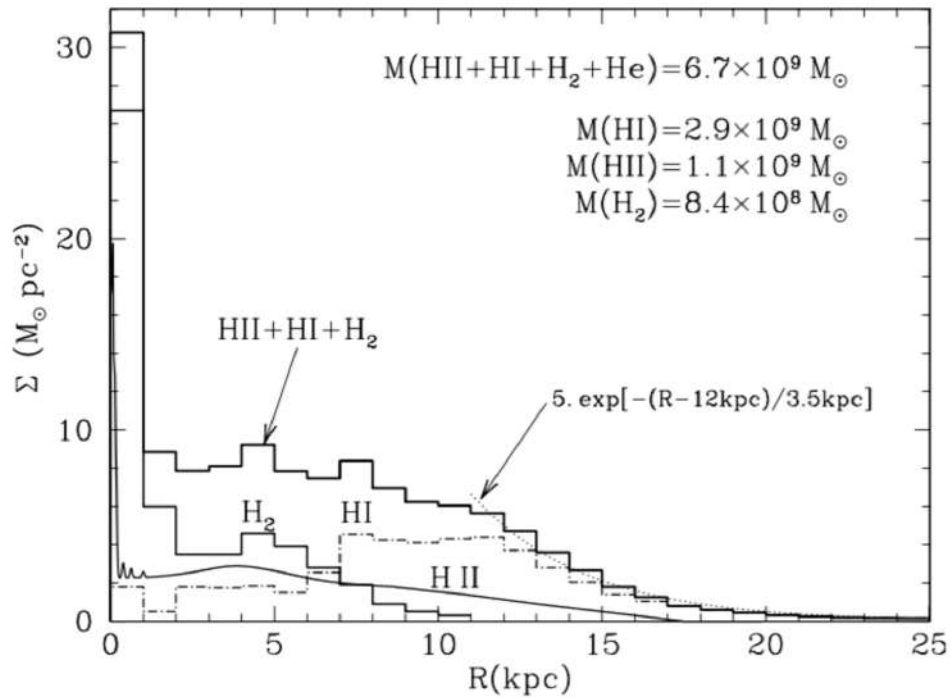


FIGURE 3.17 – Distribution radiale du gaz atomique, moléculaire et ionisé. Figure issue de [1].

Les mesures dans la Galaxie externe montrent que le disque de gaz chaud (WNM) s'étend sans doute **au delà de 60 kpc** mais avec une **faible densité de surface** et une **grande dispersion des vitesses**, suggérant une structure grumeleuse où la dispersion des vitesses représente celle entre les nuages (Fig. 3.18). Le disque de gaz froid (CNM) a apparemment une extension différente, mais s'étend **au**

32. Notons que le halo n'est pas en corotation parfaite avec le disque, et semble retarder. Cela complique encore l'interprétation des observations.

moins jusqu'à 25 kpc. Notons enfin que **la structure spirale du disque n'apparaît pas clairement dans les cartes d'émission du HI**.

Distribution verticale

Il est habituel d'estimer une **échelle de hauteur** du HI à partir d'un modèle Gaussien de la distribution verticale du gaz, soit $\rho_{\text{HI}}(z) \propto \exp(-z^2/h_{\text{HI}}^2)$, où z est la distance au plan médian du disque. Cette échelle de hauteur s'écrit

$$h_{\text{HI}} = \left[\frac{\Delta v_{\text{HI}}^2}{2\pi G \rho_*(0)} \right]^{1/2} \quad (3.24)$$

où $\rho_*(0) \approx 0.18 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-3}$ est la masse volumique de la population stellaire dans le plan médian, qui domine le champ de gravité, et $\Delta v_{\text{HI}} \sim 6 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ est la dispersion des vitesses des nuages HI³³. On trouve alors $h_{\text{HI}} \sim 100 \text{ pc}$, soit plus faible que celle du disque stellaire, $h_* \sim 250 \text{ pc}$.

Exercice 43 : Obtenir la forme de $\rho_{\text{HI}}(z)$ à partir de l'équilibre hydrostatique vertical reliant la pression P_{HI} du HI et le potentiel gravitationnel Φ , de l'équation d'état $P_{\text{HI}} = \rho_{\text{HI}} \Delta v_{\text{HI}}^2$ et de l'équation de Poisson reliant Φ à la densité stellaire ρ_* . Faire l'application numérique.

Notons que la dispersion thermique des vitesses pour le HI est typiquement $\sigma_v \sim 0.1 \sqrt{T/1 \text{ K}} \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, de sorte que, pour les deux phases thermodynamiques,

$$\sigma_v (\text{CNM}) \sim 1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \quad \sigma_v (\text{WNM}) \sim 7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.25)$$

On voit donc que la dispersion des vitesses qui intervient dans l'échelle de hauteur est à la fois la dispersion thermique du WNM et la dispersion des vitesses entre les nuages du CNM. L'image du milieu HI qui se dégage est donc celle schématisée sur la Fig. 3.18, avec des **nuages individuels de CNM "advectés" dans l'écoulement du gaz WNM**.

La minceur du disque fait qu'on peut approximativement le considérer comme étant une tranche de densité uniforme. Dans ce cas, le Soleil étant proche du plan $z = 0$, on s'attend à ce que la densité de colonne $N_{\text{HI}}(b)$ varie avec la latitude Galactique b selon une **loi en cosécante**

$$N_{\text{HI}}(b) = \frac{N_0}{\sin |b|} = N_0 \csc |b| \quad (3.26)$$

C'est effectivement ce qu'on observe, et on peut en déduire la **densité de colonne du HI au travers du disque Galactique au niveau de l'orbite Solaire**,

$$2N_0 \approx 6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \quad (3.27)$$

Évasement du disque

Cette modélisation est en réalité trop simpliste³⁴. La distribution verticale $n_{\text{H}}(z)$ du HI dans la région interne à l'orbite solaire ($4 \text{ kpc} < R < 8 \text{ kpc}$) est en effet mieux caractérisée par une superposition de deux Gaussiennes de largeurs totales à mi-hauteur 210 pc (**disque mince**) et 530 pc (**disque épais**), avec une queue exponentielle. De plus, le disque présente un fort **évasement**, c'est-à-dire que l'échelle de hauteur verticale augmente sensiblement avec le rayon galactocentrique, typiquement exponentiellement, comme le montre la Fig. 3.19 (droite).

33. On rappelle l'existence de **nuages de vitesse intermédiaire (IVC)** (vitesses LSR ~ 20 à $\sim 50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) et de **nuages à haute vitesse (HVC)** (vitesses LSR $\gtrsim 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) dont l'origine est encore débattue, mais qui sont peut-être liés au phénomène de **fontaine Galactique**.

34. Cependant, le principe physique est toujours le même : **l'échelle de hauteur est fonction de l'équilibre entre le potentiel gravitationnel et les différentes sources de pression**. Il faut néanmoins noter que pour faire l'hypothèse de l'équilibre il faut se placer à suffisamment grande échelle (au moins quelques centaines de parsecs) pour pouvoir moyenner.

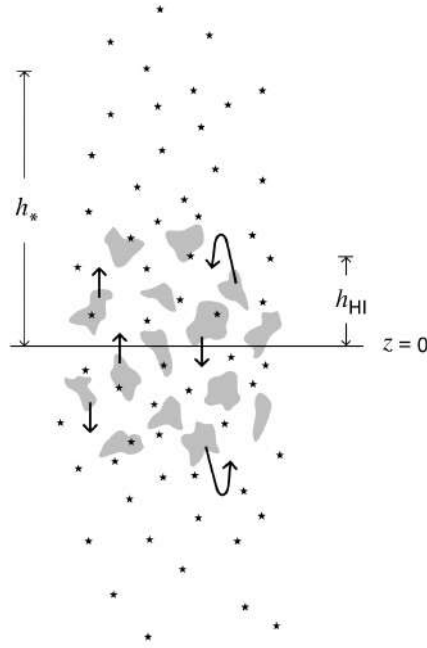


FIGURE 3.18 – Mouvement des nuages HI froids dans la Galaxie. Figure issue de [7].

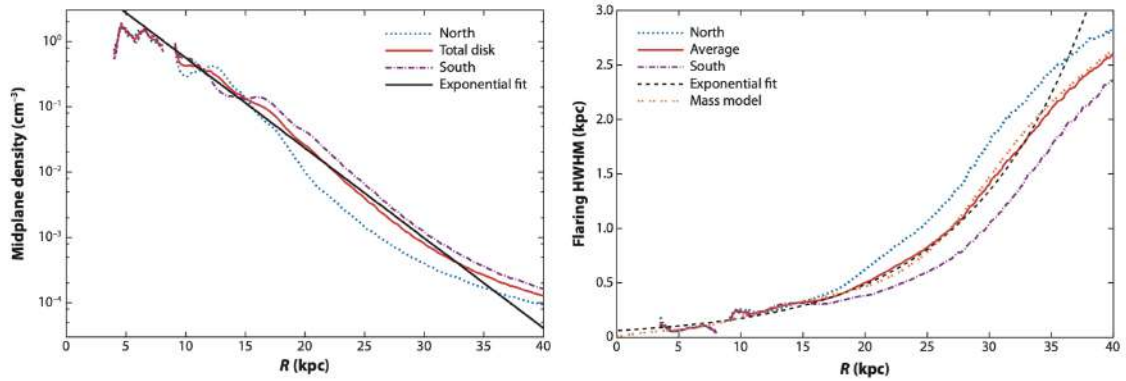


FIGURE 3.19 – Densité du gaz dans le plan médian (gauche) et largeur totale à mi-hauteur du disque de HI (droite) en fonction de la distance galactocentrique. Les côtés "nord" et "sud" du disque sont également indiqués séparément. Figures issue de [80].

En comparant les échelles de hauteur du CNM, du WNM et du gaz moléculaire (Fig. 3.20), on constate que toutes augmentent avec la distance galactocentrique, mais que **l'épaisseur du disque WNM est systématiquement plus grande que celle du CNM, qui elle-même est plus grande que celle du gaz moléculaire (CO)**. On interprète là-encore cette observation comme un signal du fait que **le gaz moléculaire se forme à partir du HI froid**³⁵.

35. Il est cependant encore peu clair quelle phase du HI (CNM, UNM) nourrit effectivement la formation des nuages moléculaires.

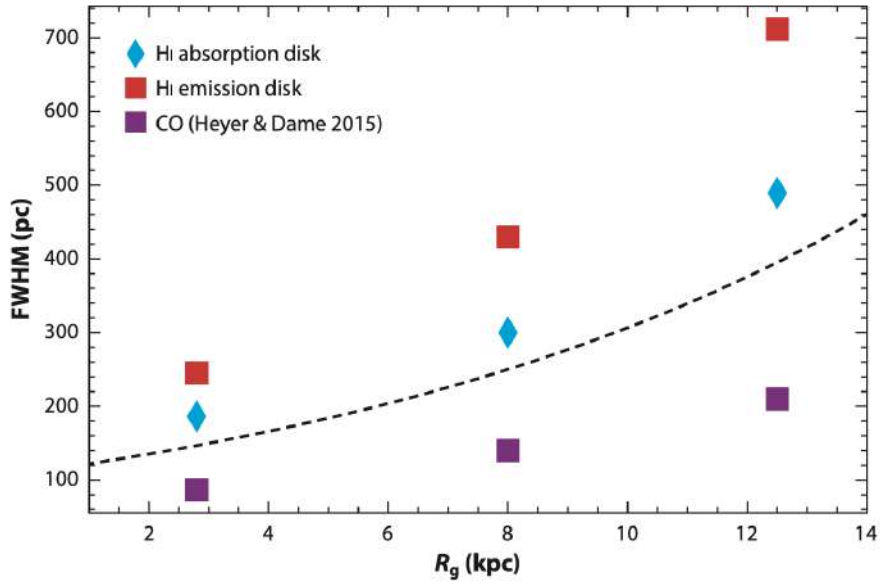


FIGURE 3.20 – Échelles de hauteur des différents disques (WNM, CNM et gaz moléculaire tracé en CO). Figure issue de [61].

Déformation du disque

On observe que le disque de gaz est déformé (**warp** en anglais) au delà de 9 kpc, selon une forme qui est relativement bien décrite par seulement trois modes de Fourier en deçà de $R \leq 40$ kpc. Cette déformation peut décaler le plan médian du disque de plusieurs kpc. De ce fait, il y a des **différences systématiques entre le disque "nord" et le disque "sud"**, qu'on peut noter sur la Fig. 3.19. Ainsi, les échelles de hauteur sont plus faibles du côté "sud" du disque. Cette déformation, visible par exemple sur une coupe de la densité du gaz à un rayon Galactocentrique donné (Fig. 3.21) permet de construire une représentation 3D du "plan médian" telle que celle de la Fig. 3.22.

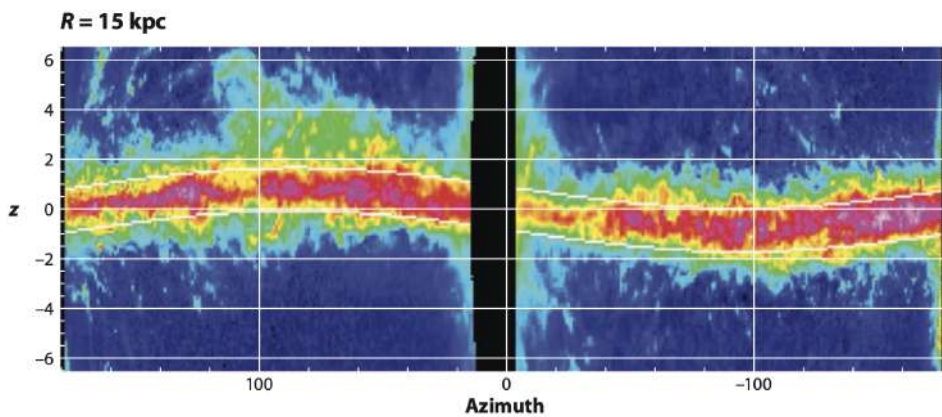


FIGURE 3.21 – Coupe de la densité volumique $n_H(z, \theta)$ à un rayon Galactocentrique $R = 15$ kpc. Figure issue de [80].

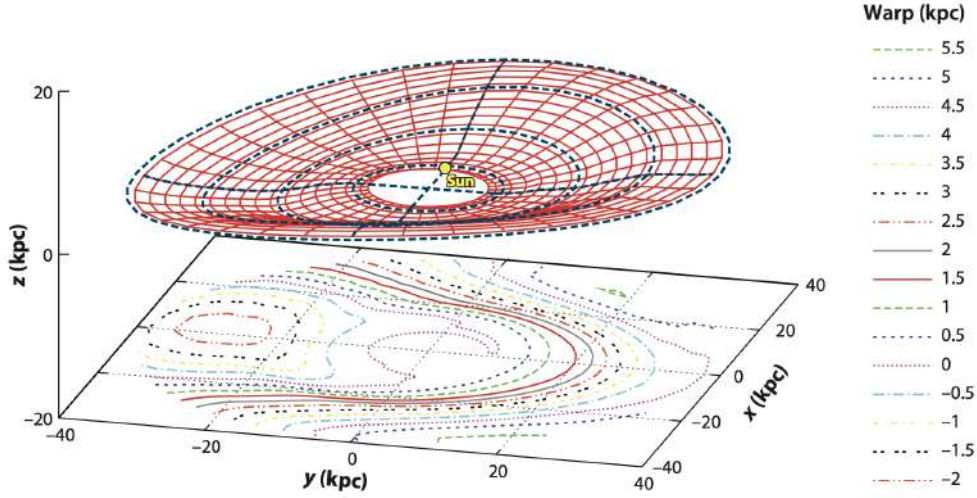


FIGURE 3.22 – Position moyenne $\langle z \rangle$ du plan médian du disque HI obtenue à partir des données du relevé LAB. Figure issue de [80].

3.4.4 Caractérisation de la structure à petite échelle

Coquilles et filaments

En s'éloignant de la description à grande échelle, on observe de nombreux **filaments** et **coquilles**³⁶. Ces dernières sont concentrées dans le plan médian et semblent préférentiellement se situer en aval des bras spiraux, ce qui suggère qu'elles sont probablement **liées à des restes d'explosions de supernovæ**. Cependant, pour la majeure partie de ces coquilles il n'a pas encore été possible d'identifier un progéniteur stellaire³⁷, et de plus on observe beaucoup moins de coquilles que ce à quoi on pourrait s'attendre ($\sim 2 \cdot 10^4$) à partir du taux de supernovæ et de leur durée de vie. L'étude de ces coquilles devrait trouver un nouvel essor avec la **cartographie 3D du MIS combinant les données Gaia et les relevés en extinction par la poussière**. Les filaments observés en HI semblent préférentiellement alignés avec le plan Galactique, sauf dans les régions où la formation stellaire a été importante, où les filaments semblent sortir du plan. Il fait peu de doutes que **ces structures tracent ainsi les évènements de supernova ainsi que le cisaillement de la rotation Galactique**.

Caractérisation statistique

Les cartes d'émission du HI à haute résolution angulaire montrent une **structure auto-similaire**, qu'on caractérise habituellement par leur **spectre de puissance**

$$P(\vec{k}) = \iint \langle I(\vec{x}) I(\vec{x} + \vec{r}) \rangle e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^2\vec{r} \quad (3.28)$$

L'estimation de P , qui présente souvent une forme de **loi de puissance** $P(\vec{k}) \propto ||\vec{k}||^{-\beta}$, ou de loi de puissance brisée, doit permettre de contraindre les processus physiques à l'origine de la **cascade turbulente** du MIS (supernovæ, vents stellaires, rotation Galactique, instabilités gravitationnelles, thermiques, magnéto-rotationnelles, ...) ³⁸. Les estimations de l'**indice spectral** β semblent relativement uniformes et pointer vers des valeurs entre 2.6 et 3.5, proches de ce qu'on pourrait attendre d'une **turbulence de**

36. On peut en deviner certains sur la Fig. 3.21.

37. Ces coquilles ne semblent pas associées à des régions de formation stellaire actives, mais plutôt à des objets nettement plus évolués.

38. Il est probable que le **forçage à grande échelle** domine.

Kolmogorov³⁹, hydrodynamique et incompressible (Fig. 3.23). Il existe de nombreuses approches pour remonter aux **fluctuations de la densité du gaz et de son champ de vitesse** à partir de l'estimation du spectre de puissance des cartes d'émission, mais l'interprétation de ces mesures est complexe et sans doute incomplète en raison du caractère hautement **non-Gaussien**⁴⁰ des cartes d'émission.

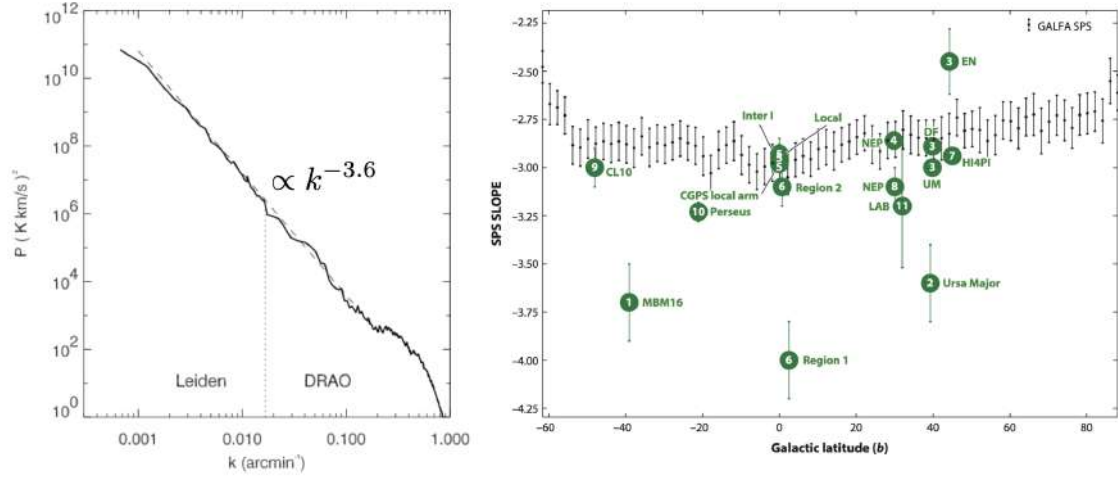


FIGURE 3.23 – À gauche : Spectre de puissance de l'émission HI dans Ursa Major (figure adaptée de [52]). À droite : Variation avec la latitude Galactique de l'indice du spectre de puissance de l'émission HI (figure issue de [61]).

3.4.5 Un milieu dynamique

De ces observations ressort une **image très dynamique du gaz atomique**, où la pression turbulente, associée aux explosions de supernovæ dans le disque, domine largement la pression thermique, d'un facteur 10 environ. De plus, environ $\sim 10\%$ du gaz HI est "anormal" au sens qu'il s'écarte du disque principal, et peut être modélisé par une **distribution de "clumps"**⁴¹ avec une dispersion des vitesses de l'ordre de $75 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce gaz peut se retrouver à grandes hauteurs au dessus et en dessous du disque, avec de grandes vitesses par rapport au disque, qui peuvent engendrer des **chocs à l'interface entre le disque et le halo**.

À cette image il faut ajouter une estimation des **temps caractéristiques**. En effet, le **temps de refroidissement** est de l'ordre de

$$t_{\text{cool}} = \frac{5}{2} \frac{n_{\text{H}} k_B T}{\Lambda} \approx 460 \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right) \left(\frac{n_{\text{H}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ an} \quad (3.29)$$

ce qui donne environ $1.4 \cdot 10^5$ an pour le CNM et $4.6 \cdot 10^7$ an pour le WNM. Les temps caractéristiques de **l'équilibre de pression** sont quant à eux de l'ordre de $2 \cdot 10^6$ an pour le CNM et $7 \cdot 10^7$ an pour le WNM. Le chauffage à grande échelle étant associé aux chocs produits par les supernovæ, on a un temps caractéristique de chauffage qui est de l'ordre de $5.3 \cdot 10^6$ an, ce qui montre que **le WNM est loin d'être à l'équilibre, alors que le CNM peut l'être**, et suggère que l'image d'un milieu en équilibre de pression comme on l'a décrit au 3.3.3 est sans doute trop simplifiée. Là encore, la combinaison des futures observations et de simulations numériques détaillées permettra sans doute de répondre à certaines des questions que pose le gaz atomique Galactique.

39. Le passage de 3.5 à 2.5 peut marquer le passage d'une turbulence 3D à une turbulence 2D [85, 86].

40. La présence de filaments en particulier indique un **couplage entre échelles spatiales** que le spectre de puissance est incapable de caractériser [87].

41. Ces clumps ont typiquement des tailles de l'ordre de 20 pc, des densités de colonne de quelques 10^{19} cm^{-2} , des densités volumiques de quelques 10 cm^{-3} et des masses de l'ordre de $50 M_{\odot}$ [61].

Le gaz moléculaire

Ce chapitre aborde les régions où l'hydrogène est majoritairement sous forme **moléculaire**. Comme on l'a vu, celui-ci se répartit en une phase de gaz moléculaire diffus ($n_{\text{H}} \sim 100 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 50 \text{ K}$) et une phase plus dense ($n_{\text{H}} \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ à 10^6 cm^{-3} , $T \sim 10 - 50 \text{ K}$). C'est au cœur des structures les plus denses de cette dernière phase, les **nuages moléculaires**, que se forment les étoiles.

4.1 L'hydrogène moléculaire

4.1.1 Rappels sur la molécule H_2

Niveaux d'énergie et transitions

Molécule la plus abondante de l'Univers, H_2 est également l'une des plus difficiles à observer, d'une part parce que l'excitation de ses premiers **niveaux rotationnels** (les plus accessibles) requiert des températures déjà élevées ($T \sim 500 \text{ K}$ pour $J = 0 \rightarrow 2$), et d'autre part parce que, comme la molécule est **homopolaire**, elle ne possède pas de **moment dipolaire électrique permanent** et la désexcitation radiative est donc lente¹. On observe donc le H_2 interstellaire en émission plutôt dans des régions choquées, ou soumises à un champ de rayonnement UV intense, ce qui permet d'exciter les **niveaux vibrationnels ou électroniques**, qui se dés excitent plus facilement².

Les niveaux d'énergie de H_2 , représentés sur la Fig. 4.1, prennent la forme suivante, l'énergie étant la somme des contributions électronique, vibrationnelle, et rotationnelle³,

$$E = E_{\text{elec}} + E_{\text{vib}} + E_{\text{rot}} = E_{\text{elec}} + h\nu_0 \left(v + \frac{1}{2} \right) + BJ(J+1) \quad (4.1)$$

où l'on a introduit le **nombre quantique de vibration** $v = 0, 1, 2, \dots$, celui de **rotation** $J = 0, 1, 2, \dots$, la **fréquence fondamentale de vibration** ν_0 et la **constante de rotation**⁴ B . Celles ci s'écrivent

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad B = \frac{\hbar^2}{2I} = \frac{\hbar^2}{2\mu r_0^2} \quad (4.2)$$

en termes du **moment d'inertie** $I = \mu r_0^2$, où $\mu = m_{\text{H}}/2$ est la **masse réduite** et r_0 la séparation entre les atomes, et de la **constante de raideur** équivalente k . Comme le moment d'inertie de H_2 est

1. Elle se fait au travers de **transitions quadrupolaires** avec $\Delta J = 2$.
2. Le détection historique (1970) de H_2 dans le MIS a utilisé des raies d'absorption en UV devant une étoile O [7].
3. On rappelle que typiquement $E_{\text{elec}} \sim 1 - 10 \text{ eV}$, $E_{\text{vib}} \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ eV}$ et $E_{\text{rot}} \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ eV}$.
4. Notons que celle-ci dépend en réalité de l'état de vibration v , ce qui ne transparaît pas dans cette notation. La seconde égalité de (4.1) est d'ailleurs une approximation, ne tenant pas compte des effets d'anharmonicité par exemple.

le plus faible de toutes les molécules diatomiques, cela explique pourquoi les niveaux rotationnels sont espacés et donc difficiles à exciter⁵. La faiblesse de la masse réduite implique quant à elle une pulsation vibrationnelle élevée⁶. Dans les environnements chauds où les niveaux vibrationnels sont excités, on pourra observer des **transitions rovibrationnelles** $(v_i, J_i) \rightarrow (v_f, J_f)$ notées

$$\begin{cases} v_i - v_f O(J_f) & \text{pour } \Delta J = J_f - J_i = 2 \\ v_i - v_f Q(J_f) & \text{pour } \Delta J = J_f - J_i = 0 \\ v_i - v_f S(J_f) & \text{pour } \Delta J = J_f - J_i = -2. \end{cases} \quad (4.3)$$

les transitions permises ayant un $\Delta v = v_f - v_i$ quelconque et $\Delta J = J_f - J_i = 2, 0$ ou -2 . Par exemple, la transition fréquemment observée $1 - 0 S(1)$ à $2.1218 \mu\text{m}$ correspond à $(1, 3) \rightarrow (0, 1)$. Les premiers niveaux électroniques sont $X^1\Sigma_g^+$ (fondamental), $B^1\Sigma_u^+$ et $C^1\Pi_u$, les transitions du premier niveau électronique au fondamental formant la **bande de Lyman** et celles du second niveau électronique au fondamental la **bande de Werner**. Comme on peut le voir sur la Fig. 4.1, ces deux bandes se recouvrent, on parle donc souvent de bande de Lyman-Werner.

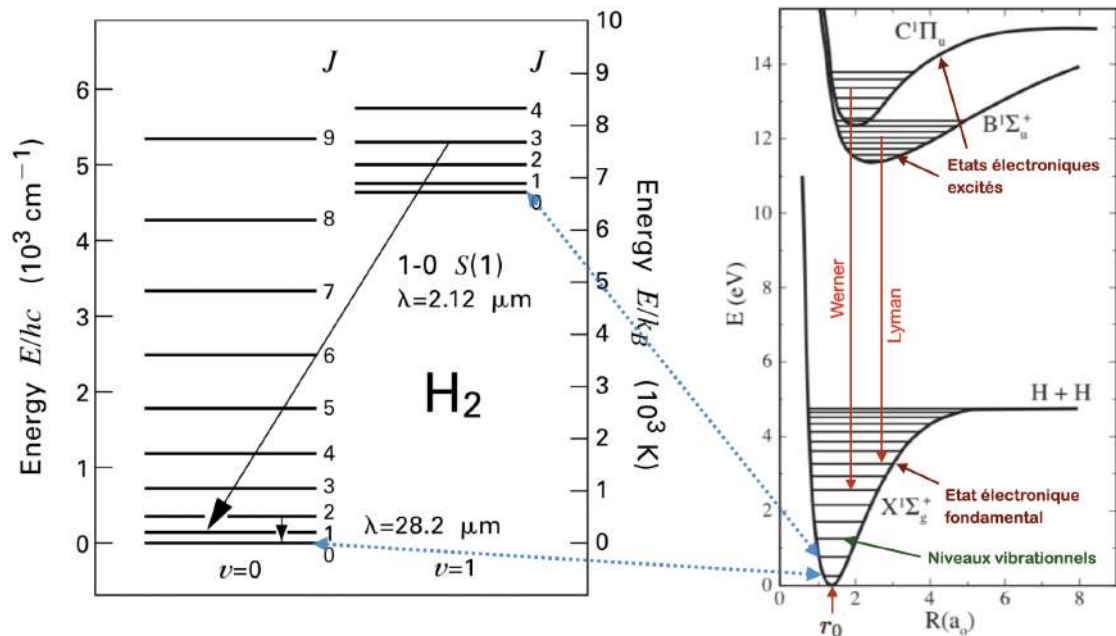


FIGURE 4.1 – Niveaux énergétiques de H_2 . Les premiers états électroniques sont représentés à droite, sous la forme des courbes de potentiel fonction de la distance internucléaire en unités du rayon de Bohr a_0 , avec les niveaux vibrationnels associés. À gauche, on représente l'échelle rotationnelle des deux premiers niveaux vibrationnels du fondamental électronique. Figure adaptée de [1] et [7].

Exercice 44 : Montrer que le moment d'inertie de H_2 est effectivement le plus petit de toutes les molécules diatomiques.

Exercice 45 : Obtenir cette estimation de $T \sim 500 \text{ K}$ pour la transition $J = 2 \rightarrow 0$ de H_2 .

5. La transition $J = 2 \rightarrow 0$ à l'intérieur du niveau $v = 0$ produit un photon infrarouge à $\lambda = 28.2 \mu\text{m}$. On comparera au cas de CO vu plus loin.

6. Le premier niveau vibrationnel excité $v = 1$ se situe environ 0.57 eV au-dessus de $v = 0$, correspondant à une température de $6.6 \cdot 10^3 \text{ K}$ et une transition à $\lambda \approx 2.12 \mu\text{m}$.

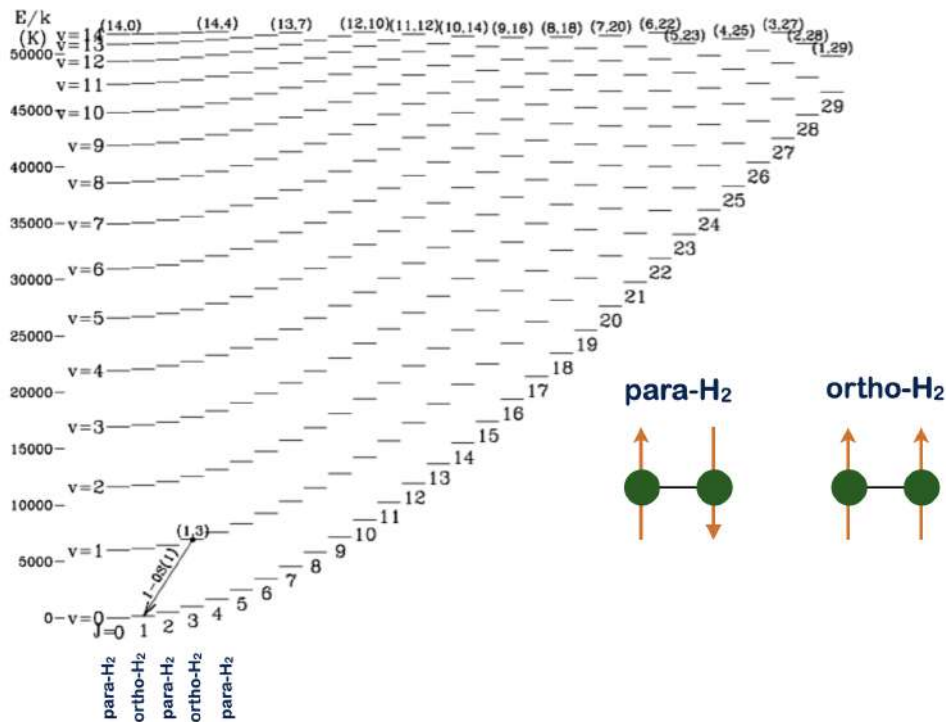


FIGURE 4.2 – Niveaux énergétiques de H_2 , distinguant les formes ortho et para. Figure adaptée de [1].

Formes "ortho" et "para"

Les protons étant des fermions de spin $s = 1/2$, le spin nucléaire total de la molécule de H_2 peut être soit $S = 0$, soit $S = 1$. On parle respectivement de formes **para** et **ortho**⁷. La mécanique quantique impose alors que J soit pair ($J = 0, 2, 4, \dots$) dans le premier cas (para- H_2 , $S = 0$), et impair ($J = 1, 3, 5, \dots$) dans le second cas (ortho- H_2 , $S = 1$). Les spins nucléaires étant très peu couplés au champ de rayonnement, la conversion entre les deux formes de H_2 est très lente, et elles se comportent quasiment comme des **espèces distinctes**. La Fig. 4.2 montre les niveaux énergétiques de ces deux formes. Ainsi, la transition $1 - 0S(1)$ indiquée sur la Fig. 4.1 est une transition du ortho- H_2 .

Diagrammes d'excitation

De nombreuses transitions rovibrationnelles de H_2 sont visibles sur les spectres infrarouges en direction de régions où les niveaux supérieurs peuvent être excités, comme par exemple le flot associé à la formation stellaire massive dans OMC-1, qui choque le milieu ambiant et permet l'excitation de H_2 (Fig. 4.3). De ces spectres on peut mesurer les **largeurs équivalentes**⁸ W_λ des raies de H_2 , dont on tire les densités de colonne des populations de H_2 dans les différents niveaux rovibrationnels $N_{H_2}(v, J)$, l'ajustement de celles-ci au travers de **diagrammes d'excitation** permettant d'en déduire la (ou les) température(s) d'excitation du gaz dans cette région, comme le montre la Fig. 4.4. Notons que la haute température d'excitation trouvée ici pour certaines raies, si elle devait être attribuée au champ de rayonnement UV, impliquerait un champ trop intense pour que H_2 survive. Il faut donc l'expliquer par un autre mécanisme de chauffage, via le **choc** qu'imprime le flot stellaire sur le gaz moléculaire environnant. Pour que la molécule ne soit pas détruite par le choc, il faut cependant envisager que

7. On peut se les représenter comme les formes où les deux spins nucléaires sont respectivement antiparallèles (para) et parallèles (ortho), bien que cela soit une simplification "classique" de la situation quantique.

8. Voir le cours F05.

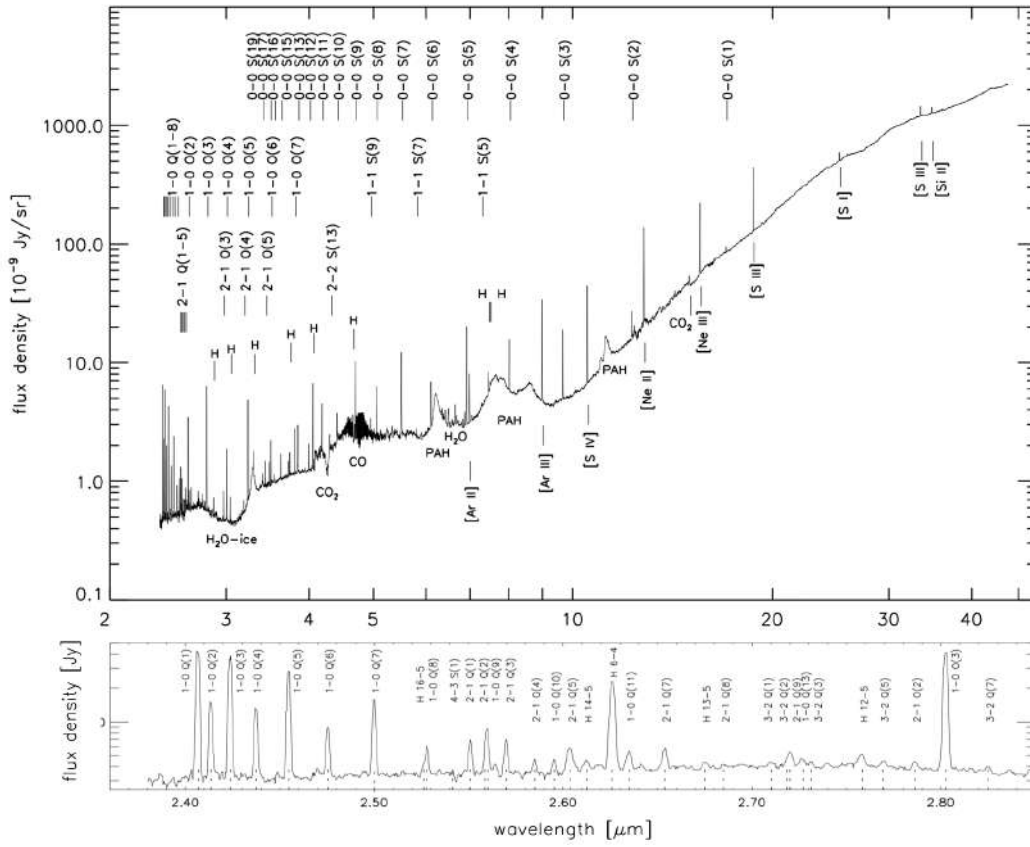


FIGURE 4.3 – Spectre infrarouge observé avec ISO-SWS d'un des lobes du flot stellaire IRc2 dans le nuage moléculaire OMC-1. Les raies de H_2 sont indiquées, et le panneau du bas présente un agrandissement du domaine $2.38 - 2.85 \mu m$. Figure issue de [88].

celui-ci soit **magnétisé**, pour qu'une partie de l'énergie soit absorbée dans le processus de compression du champ. On voit ainsi quelles contraintes physiques on peut obtenir à partir de l'observation des raies de H_2 . Un autre exemple d'émission H_2 associée à une région choquée est le "Quintet de Stephan" (Fig. 4.5). L'interprétation de toutes ces observations fait appel à des modèles numériques, comme le code de choc *Paris-Durham*⁹ [89, 90], pour produire des spectres synthétiques tel celui de la Fig. 4.6.

Exercice 46 : Expliquer le principe de la détermination de la température d'excitation à partir d'un diagramme comme celui de la Fig. 4.4.

4.1.2 La formation de H_2

Formation en phase gazeuse

Comme le montre la Fig. 4.1, l'énergie de dissociation de la molécule H_2 est $E_{\text{diss}} \approx 4.48 \text{ eV}$. La réaction de formation est **exothermique**, avec $\Delta E = E_{\text{diss}}$, et il est donc nécessaire de trouver un moyen d'évacuer cette énergie libérée par la formation de H_2 , ce qui peut s'envisager au travers de différents mécanismes :

9. <https://ism.obspm.fr/shock.html>

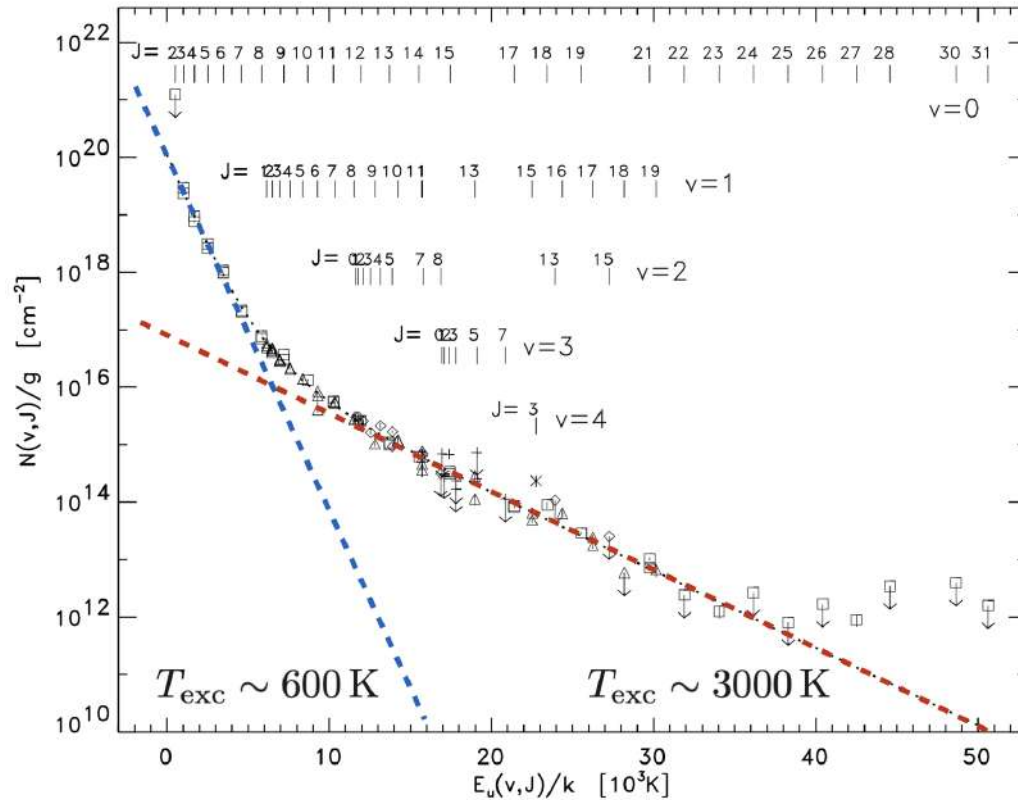


FIGURE 4.4 – Diagramme d'excitation de H_2 tiré des données de la Fig. 4.3. Deux régimes de température d'excitation se dégagent. Figure adaptée de [88].

- Le premier mécanisme envisageable est l'**attachement radiatif direct**, soit $H + H \rightarrow H_2 + h\nu$, mais la symétrie du système des deux atomes implique qu'il n'y a pas de moment dipolaire permanent, et donc pas de transition dipolaire électrique permettant d'extraire rapidement l'énergie sous forme radiative. Ce processus est donc **hautement improbable**.
- Le deuxième mécanisme possible serait l'intervention d'un **troisième corps** (un troisième atome d'hydrogène) emportant l'énergie libérée sous forme cinétique, $H + H + H \rightarrow H_2 + H$. Du fait des faibles densités, cette réaction à trois corps a un taux de réaction **négligeable dans le MIS**¹⁰.
- Le canal principal de formation serait une **association radiative** $H + e^- \rightarrow H^- + h\nu$ suivie d'un **détachement associatif** $H^- + H \rightarrow H_2 + e^-$ dans lequel l'énergie serait emportée sous forme cinétique par l'électron. Cependant, l'intermédiaire H^- étant beaucoup plus rapidement détruit par **neutralisation** ($H^- + M^+ \rightarrow H + M$) ou **photo-détachement** ($H^- + h\nu \rightarrow H + e^-$), ce mécanisme est également **très peu efficace dans le MIS**.

En conclusion, **la formation de H_2 en phase gazeuse est négligeable**, excepté à haut redshift, en l'absence de poussières [93].

Exercice 47 : Où peut-on lire l'énergie de dissociation sur les figures présentées ici ?

Exercice 48 : Trouver un ordre de grandeur du taux de formation de H_2 en phase gazeuse.

10. Cette réaction peut néanmoins avoir lieu de manière non négligeable dans les disques protoplanétaires.

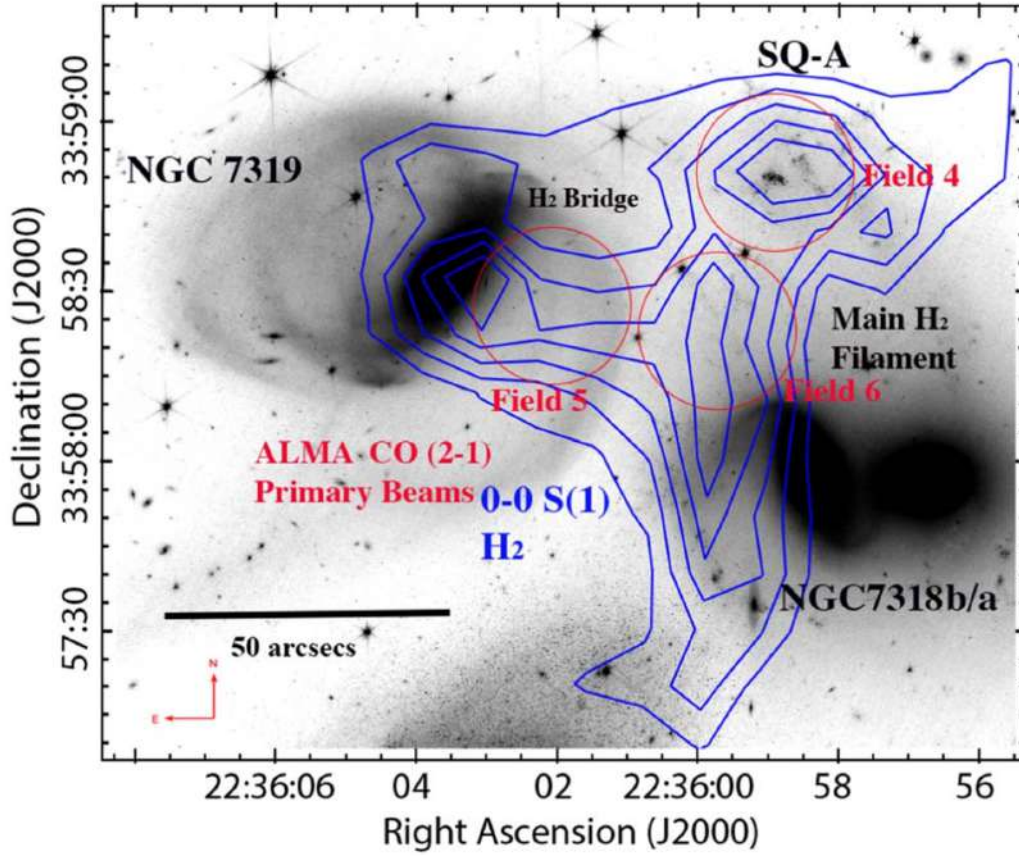


FIGURE 4.5 – Le "Quintet de Stephan", groupe de galaxies en interaction dans lequel l'un des membres, NGC 7318b, entre en violente collision avec le milieu intergalactique, créant une zone fortement choquée, visible en H_2 (contours bleus). Figure issue de [91].

Formation à la surface des grains

La voie de formation principale du H_2 interstellaire est en fait une **réaction à la surface des grains de poussière**, lesquels jouent donc un rôle de **catalyseur** en absorbant l'excès d'énergie produit par la formation de la molécule. Plusieurs mécanismes détaillés sont possibles, notamment ceux de **Langmuir-Hinshelwood** et d'**Eley-Rideal** (représentés sur la Fig. 4.7). Leur efficacité dépend notamment de la température des grains T_d , puisque la migration des atomes à la surface se fait par le biais de **sauts thermiques** [94] et la stabilisation sur un site ne peut se faire que si le puits de potentiel y est suffisamment profond comparé à $k_B T_d$.

Le **taux de formation** de H_2 sur les grains est proportionnel à la densité $n(H)$ des atomes H et à la densité des grains (elle-même proportionnelle à celle du gaz n_H). On a donc

$$\frac{dn(H_2)}{dt} = R n(H) n_H \quad (4.4)$$

où le coefficient R , qu'on peut mettre sous la forme

$$R = \langle v_H \rangle \langle \varepsilon_{H_2} \rangle \Sigma_d / 2 \quad (4.5)$$

dépend de la **vitesse moyenne** $\langle v_H \rangle$ **des atomes d'hydrogène** dans le gaz, de la **section efficace**

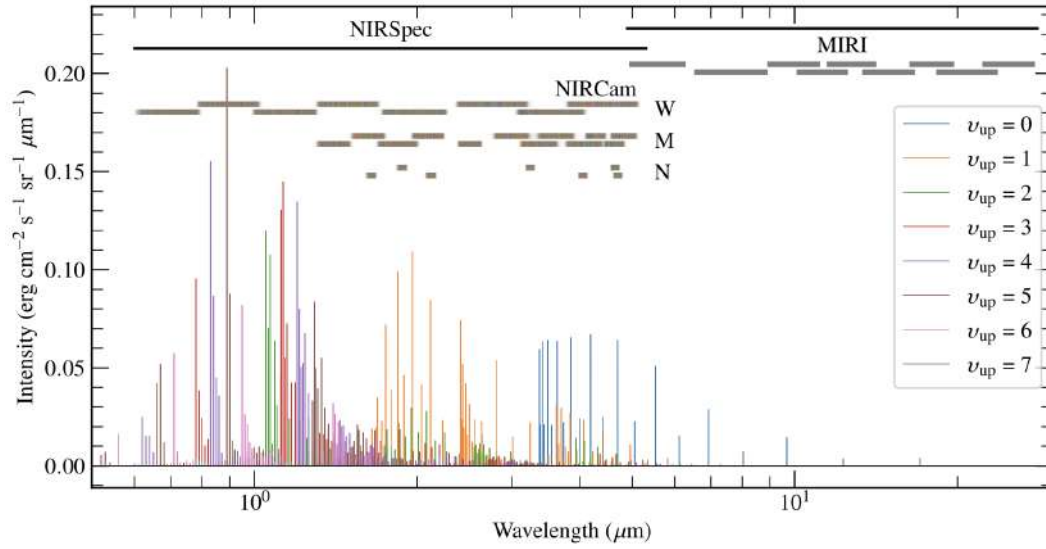


FIGURE 4.6 – Spectre rovibrationnel synthétique de H_2 obtenu avec le code de choc *Paris-Durham*, montrant les raies associées à différents niveaux supérieurs de vibration et les couvertures spectrales des instruments de JWST permettant l'observation de ces transitions. Figure issue de [92].

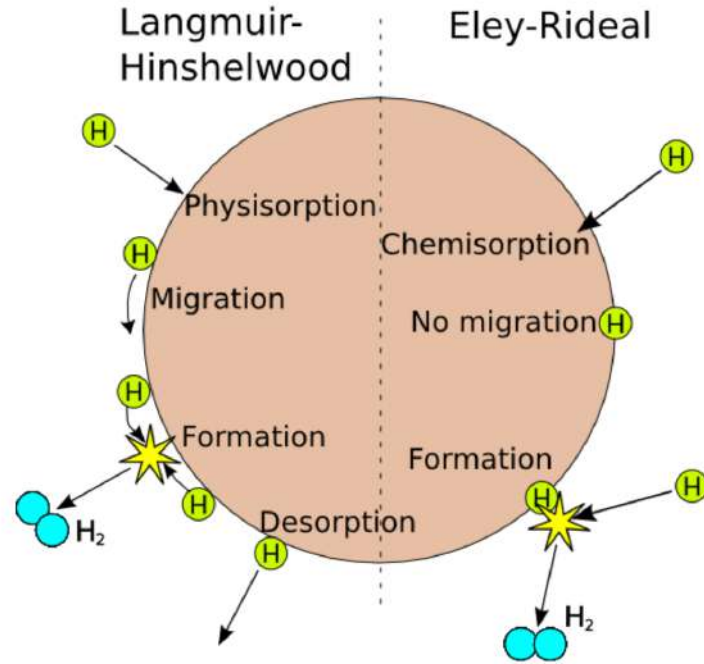


FIGURE 4.7 – Mécanismes de Langmuir-Hinshelwood et d'Eley-Rideal de formation de H_2 à la surface d'un grain. Figure issue de [95].

géométrique totale des grains Σ_d par atome d'hydrogène¹¹, et de l'**efficacité moyenne** $\langle \varepsilon_{H_2} \rangle$ de

11. Dans l'expression (4.6) de Σ_d , on a une intégrale portant sur la distribution en taille des grains, assimilés à des

formation de la molécule lorsque les conditions sont réunies, avec

$$\langle v_H \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_H}} \quad \Sigma_d = \frac{1}{n_H} \int \frac{dn_d}{da} \pi a^2 da \quad (4.6)$$

In fine, on obtient numériquement

$$R \approx 7.3 \cdot 10^{-17} \sqrt{\frac{T}{100 \text{ K}}} \left(\frac{\Sigma_d}{10^{-21} \text{ cm}^2} \right) \langle \varepsilon_{H_2} \rangle \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.7)$$

Le taux mesuré étant de l'ordre de $3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, et les modèles de poussières donnant une section efficace $\Sigma_d \sim 5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$, on en tire une estimation de l'efficacité $\langle \varepsilon_{H_2} \rangle \sim 0.1$.

Exercice 49 : Justifier la forme du coefficient R .

Exercice 50 : Le mécanisme de formation de H_2 sur les grains est-il bien plus efficace que celui décrit en phase gaz ?

4.1.3 La photo-dissociation de H_2

Principe

Dans un champ de rayonnement UV, la molécule H_2 peut être excitée radiativement vers un niveau électronique supérieur, $X(v, J) \rightarrow B(v_i, J_i)$ ou $X(v, J) \rightarrow C(v_i, J_i)$, avec v_i et J_i les nombres quantiques de vibration et de rotation de cet état intermédiaire. Dans la majorité des cas (85%), la molécule se désexcite vers le fondamental électronique $X(v_f, J_f)$, ce qui forme des **raies de fluorescence dans les bandes Lyman et Werner**¹² comme schématisé sur la Fig. 4.8, mais il est aussi possible que la désexcitation se fasse vers le continuum du fondamental, résultant en la dissociation de la molécule, l'excès d'énergie étant converti en énergie cinétique des atomes d'hydrogène résultants,



Le **taux de photodissociation** ζ_{diss} , c'est-à-dire la probabilité d'occurrence de ce processus pour une molécule donnée, par unité de temps, est une moyenne des taux de photodissociation associé à chaque niveau de départ ℓ , pondérée par les populations de ces différents niveaux, mais tenant compte de l'ensemble des niveaux intermédiaires excités u , soit

$$\zeta_{\text{diss},0} = \langle \zeta_{\text{diss},\ell} \rangle = \left\langle \sum_u B_{\ell u} u_{\nu_{u\ell}} p_{\text{diss},u} \right\rangle \quad (4.9)$$

où l'on a fait intervenir le coefficient d'Einstein d'absorption $B_{\ell u}$, la densité d'énergie du rayonnement à la fréquence de la raie $u_{\nu_{u\ell}}$ et la probabilité de dissociation radiative depuis ce niveau excité $p_{\text{diss},u}$. La moyenne est prise sur les différents niveaux de départ ℓ . On trouve numériquement [96]

$$\zeta_{\text{diss},0} \approx 4 \cdot 10^{-11} \chi \text{ s}^{-1} \quad (4.10)$$

qui fait intervenir le coefficient χ de Habing [37] introduit dans la section 1.6.

sphères de rayon a , et dn_d est le nombre de grains par unité de volume dont le rayon est compris entre a et $a + da$ (voir le Chapitre 5). Avec les distributions observées, rapidement décroissantes avec a , la section efficace est dominée par les plus petits grains.

12. De nombreuses raies de ce type sont observées dans les régions chaudes.

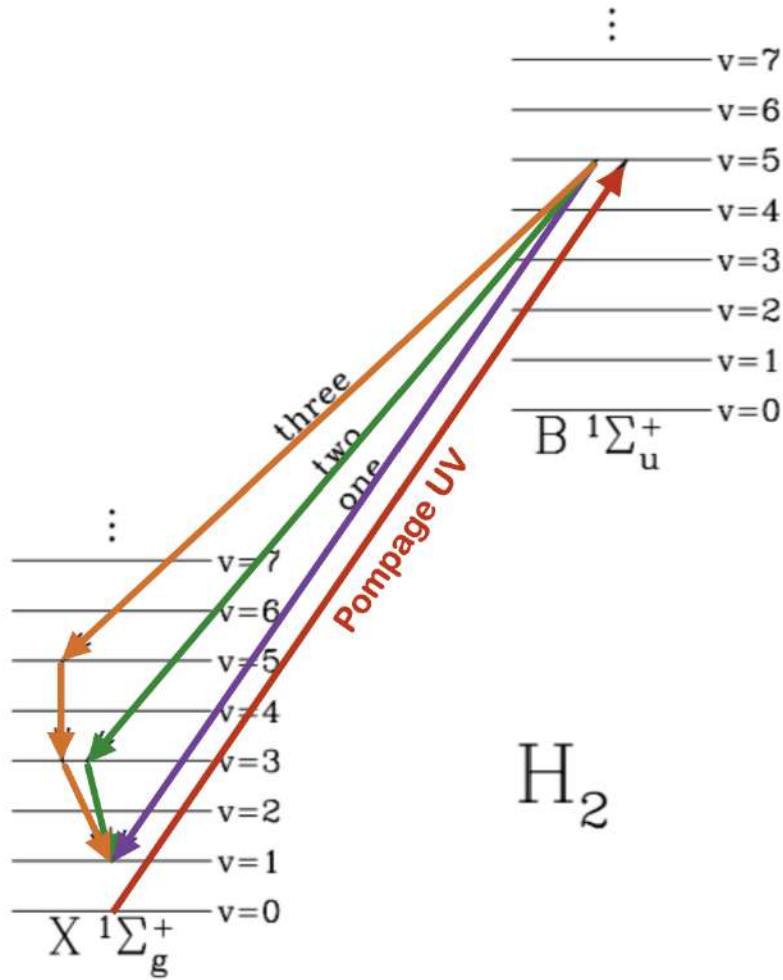


FIGURE 4.8 – Raies de fluorescence de H₂. Figure issue de [1].

Auto-écranage de H₂

Le **temps caractéristique de destruction** de H₂ est de l'ordre de quelques centaines d'années dans un champ de rayonnement moyen, ce qui est très court, notamment comparé au temps caractéristique de formation, de l'ordre de 10⁷ an. En écrivant l'équilibre de formation-destruction, on trouve une abondance de H₂

$$\frac{n(\text{H}_2)}{n_{\text{H}}} = \frac{Rn(\text{H})}{\zeta_{\text{diss},0}} \approx 1.8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{n(\text{H})}{30 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{R}{3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{5 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}}{\zeta_{\text{diss},0}} \right) \quad (4.11)$$

qui est beaucoup trop faible, puisqu'elle suggère que l'hydrogène ne pourrait être majoritairement sous forme moléculaire que dans des régions très denses ($n_{\text{H}} \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$). La solution à ce problème réside dans le phénomène d'**auto-écranage**¹³ : comme la photodissociation de H₂ requiert son excitation via des raies UV, si les raies concernées deviennent optiquement épaisses, la photodissociation devient inefficace, puisque les photons à ces fréquences ne sont plus présents (Fig. 4.9). Ajoutant l'absorption des photons UV par les grains de poussières¹⁴, **le taux de photodissociation effectif est sensiblement**

13. En anglais, *self-shielding*.

14. Cette absorption est représentée dans (4.12) par le facteur $e^{-\tau}$ avec τ l'épaisseur optique des poussières dans l'UV.

réduit

$$\zeta_{\text{diss}} \approx \zeta_{\text{diss},0} f e^{-\tau} \quad (4.12)$$

On trouvera dans [96, 97] des formes du **facteur d'auto-écranage** $f < 1$ en fonction de la densité de colonne de H_2 et de la dispersion des vitesses du gaz.

Exercice 51 : Comment obtenir cet ordre de grandeur du temps caractéristique de destruction de H_2 ? Celui du temps de formation ? Comment obtient-on l'équation (4.11) ?

Exercice 52 : La formule (4.11) fait intervenir la densité des atomes d'hydrogène neutre $n(\text{H})$. Obtenir une équation sur la fraction moléculaire x_{H_2} . Cela change-t-il la conclusion ?

Exercice 53 : Physiquement, comment doit varier f avec la densité de colonne de H_2 et avec la dispersion des vitesses σ_v du gaz ?

Notons que l'absorption étant forte dans le cœur des raies, l'auto-écranage à ces fréquences est rapidement achevé en surface d'un nuage dense éclairé par le rayonnement d'une étoile¹⁵, mais l'écranage dans les ailes des raies est beaucoup plus lent car la section efficace de photo-excitation $\ell \rightarrow u$ y est bien plus faible.

4.2 Le monoxyde de carbone, traceur du gaz moléculaire

4.2.1 La molécule de CO

CO est la molécule interstellaire la plus abondante après H_2 . Elle possède un **moment dipolaire électrique permanent** non nul ($p = 0.110 \text{ D}^{16}$), ce qui autorise des transitions dipolaires électriques, plus rapides que pour H_2 . Les configurations électroniques de C et O impliquent que la sous-couche $2p$ de la molécule est pleine, de sorte que le moment cinétique et le spin électroniques sont nuls. La **configuration électronique fondamentale** est donc $^1\Sigma_0^+$. La liaison chimique entre les atomes étant forte (l'énergie de liaison est 11.1 eV), la distance internucléaire est faible ($d = 112 \text{ pm}$, contre 74 pm pour H_2) et la constante de raideur équivalente grande. La masse réduite plus importante que pour H_2 implique un moment d'inertie plus grand, et donc que **les niveaux rotationnels¹⁷ J sont plus serrés**. En effet, si pour H_2 la constante de rotation B de l'Eq. (4.1) correspond à 85 K, elle n'est que de 2.7 K pour CO.

Exercice 54 : Donner les configurations électroniques de C et O et expliquer la notation $^1\Sigma_0^+$.

Exercice 55 : Calculer le rapport des constantes rotationnelles de H_2 et $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ et confirmer la température de 2.7 K mentionnée plus haut.

4.2.2 Transitions rotationnelles

Du fait de ce faible écart en énergie, les niveaux rotationnels $J > 0$ peuvent donc être facilement excités. De plus, leur désexcitation peut se faire dans des transitions dipolaires électriques, plus rapides,

15. Bien que la fraction moléculaire y soit faible, la section efficace de photo-excitation élevée compense.

16. On rappelle que le Debye vaut $3.33564 \cdot 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$.

17. On rappelle à cette occasion que la multiplicité du niveau J est $g_J = 2J + 1$.

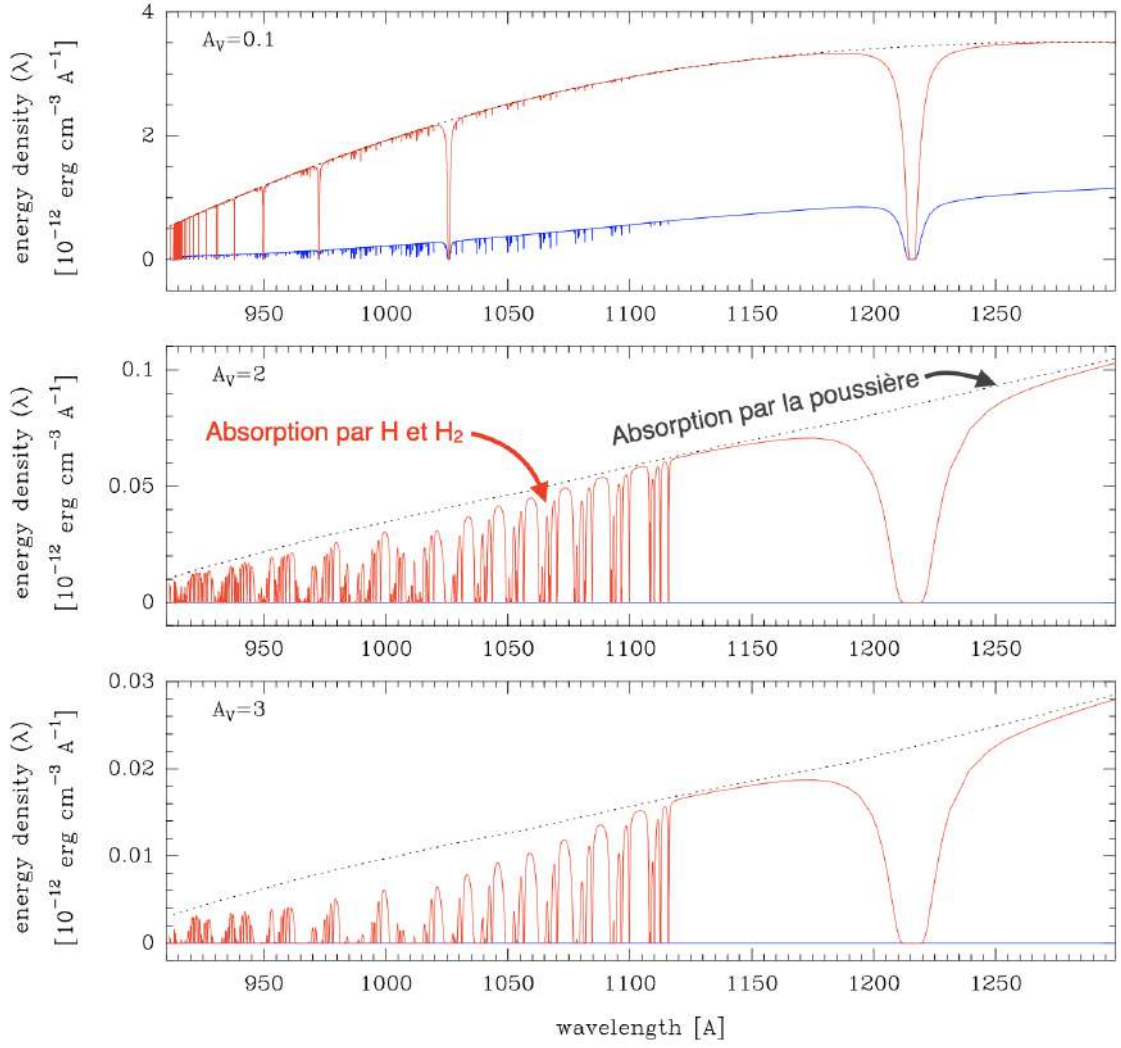


FIGURE 4.9 – Spectre UV modélisé dans le code PDR de Meudon, pour différentes densités de colonne (exprimées en extinction visuelle A_V), augmentant de haut en bas, montrant l'effet de l'atténuation par la poussière et de l'auto-écrantage dans les raies de H_2 . Les deux couleurs correspondent à deux modèles de croissance des grains différents. Figure adaptée de [98].

pour lesquelles on a $\Delta J = \pm 1$. Les premières de ces transitions sont¹⁸

$$J = 1 \rightarrow 0 \text{ à } 115 \text{ GHz} \quad J = 2 \rightarrow 1 \text{ à } 230 \text{ GHz} \quad J = 3 \rightarrow 2 \text{ à } 345 \text{ GHz} \quad (4.13)$$

Ce sont donc des raies dans le millimétrique et le submillimétrique, observables depuis le sol. Notant p le moment dipolaire électrique permanent et $\nu_{J \rightarrow J-1}$ la fréquence de la transition $J \rightarrow J-1$, le coefficient d'Einstein d'émission spontanée de celle-ci est donné par

$$A_{J \rightarrow J-1} = \frac{16\pi^3}{3} \frac{\nu_{J \rightarrow J-1}^3}{\hbar c^3} p^2 \frac{J}{J + \frac{1}{2}} \approx 1.07 \cdot 10^{-7} \frac{J^4}{J + \frac{1}{2}} \text{ s}^{-1} \quad (4.14)$$

18. Ces valeurs numériques correspondent à l'isotopologue principal $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$.

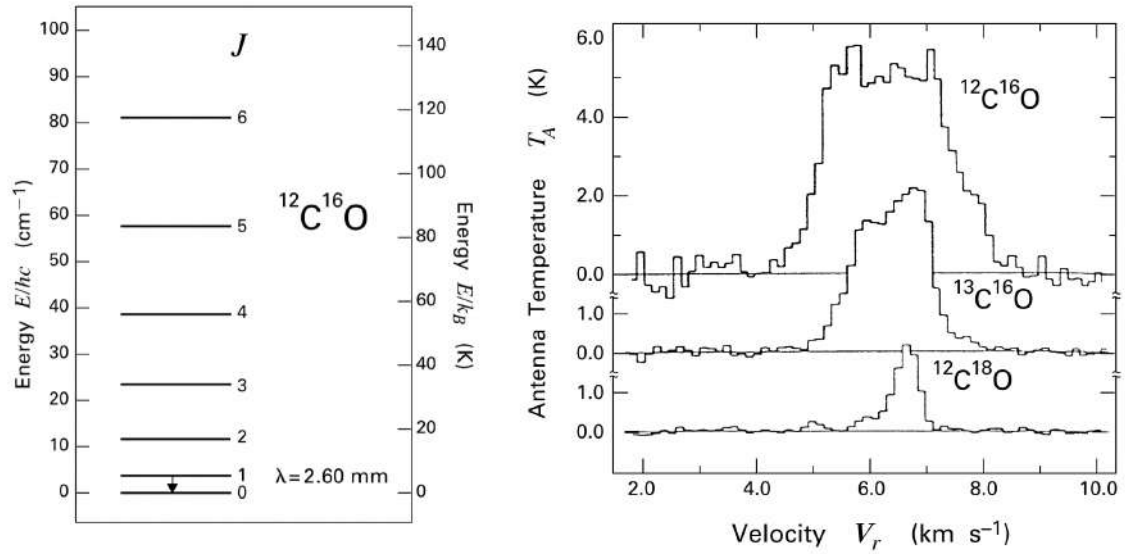


FIGURE 4.10 – Niveaux rotationnels de CO (à gauche) et profils de raies $J = 1 \rightarrow 0$ d'isotopologues de CO observés en direction du complexe moléculaire Taurus-Auriga. Figures issues de [7].

Exercice 56 : Donner la masse réduite des principaux isotopologues de CO, à savoir, par ordre d'abondance, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{17}\text{O}$, en fonction de m_{H} , et en déduire les fréquences des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ des isotopologues minoritaires.

Exercice 57 : Trouver une référence bibliographique donnant la forme (4.14) du coefficient d'Einstein d'émission spontanée pour cette transition rotationnelle $J \rightarrow J - 1$ et vérifier que $A_{J \rightarrow J-1}$ varie bien avec J comme indiqué.

Le coefficient de désexcitation collisionnelle de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ vaut $k_{10} \approx 6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, de sorte que la **densité critique** est de l'ordre de 10^3 cm^{-3} , ce qui implique que dans le gaz moléculaire diffus, l'excitation peut-être collisionnelle ou radiative, mais la désexcitation est principalement radiative¹⁹.

Exercice 58 : Vérifier l'ordre de grandeur de la densité critique et la conclusion qu'on en tire sur les conditions dans le gaz moléculaire diffus.

4.2.3 L'émission CO comme traceur du gaz moléculaire

Épaisseur optique

Comme on le verra, la molécule CO se forme dans les régions où l'hydrogène est déjà sous forme moléculaire, il est donc envisageable d'utiliser les raies rotationnelles de CO comme **traceur du gaz moléculaire**, y compris lorsque celui-ci n'est pas suffisamment excité pour pouvoir briller dans ses raies rovibrationnelles. Pour obtenir le **facteur de conversion** X_{CO} entre l'émission de CO et la densité de colonne $N(\text{H}_2)$ de l'hydrogène moléculaire, il faut d'abord remarquer que la raie principale $J = 1 \rightarrow 0$

¹⁹. Lorsque le milieu est optiquement épais dans cette transition, ce qui est probable, la densité critique est sensiblement abaissée, à $\sim 50 \text{ cm}^{-3}$ et le niveau $J = 1$ est thermalisé. En effet, la densité critique est alors multipliée par la probabilité d'échappement $\langle \beta \rangle$ (voir le cours F05, et plus loin dans ce chapitre).

de l'isotopologue majoritaire $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ est potentiellement **optiquement épaisse**. En effet, pour un nuage sphérique, de rayon R , statique, de densité totale n_{H} homogène, avec une abondance $x_{\text{CO}} = n(\text{CO})/n_{\text{H}}$ et une dispersion des vitesses thermique de largeur σ_{th} elles aussi homogènes, l'épaisseur optique au centre de la raie $J = 1 \rightarrow 0$, depuis le centre du nuage jusqu'à la surface, est

$$\tau_0 = \frac{n_{\text{H}} x_{\text{CO}}}{Z_{\text{rot}}} R \left[1 - \exp \left(-\frac{h\nu_{1 \rightarrow 0}}{k_B T_x} \right) \right] \frac{3c^3}{8\sqrt{2}\pi^{3/2}\sigma_{\text{th}}^3 \nu_{1 \rightarrow 0}^3} A_{1 \rightarrow 0} \quad (4.15)$$

où Z_{rot} est la **fonction de partition rotationnelle**, donnée par

$$Z_{\text{rot}}(T_x) = \sum_{J \geq 0} (2J+1) \exp \left[-\frac{BJ(J+1)}{k_B T_x} \right] \approx \sqrt{1 + \left(\frac{k_B T_x}{B} \right)^2} \quad (4.16)$$

Exercice 59 : Établir l'expression (4.15).

Exercice 60 : Justifier la forme de l'approximation de la fonction de partition dans (4.16).

Insérant des valeurs typiques des paramètres, et notamment $T_x \approx 8 \text{ K}$, on obtient numériquement

$$\tau_0 \approx 65 \left(\frac{n_{\text{H}}}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{x_{\text{CO}}}{7 \cdot 10^{-5}} \right) \left(\frac{R}{10^{19} \text{ cm}} \right) \left(\frac{1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}}{\sigma_{\text{th}}} \right) \quad (4.17)$$

ce qui montre qu'effectivement la raie peut être optiquement épaisse. On a un **piégeage radiatif** : le milieu est optiquement épais pour les photons de la raie, qui ne peuvent s'échapper librement, l'énergie radiative étant réabsorbée, de manière *a priori* non-locale.

Exercice 61 : Justifier l'ordre de grandeur de la température d'excitation et établir (4.17).

Utilisation des isotopologues minoritaires

Il peut être alors utile de considérer la raie correspondante d'un **isotopologue minoritaire**, comme $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, qui peut être optiquement mince, le rapport isotopique étant $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx 89$. On prendra garde néanmoins que les **niveaux zéros d'énergie** $h\nu_0/2$ sont différents - de l'ordre de 35 K en échelle de température - et qu'on peut donc avoir des effets de **fractionation isotopique**, c'est-à-dire des réactions qui vont favoriser un isotopologue contenant ^{13}C plutôt que l'espèce contenant ^{12}C . On trouvera dans [7] (section 6.1) un exemple d'application fondé sur des raies de $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ et $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, dont on tire notamment une relation entre densité de colonne totale N_{H} et celle de $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, soit $N_{\text{H}} \sim \alpha N(^{13}\text{C}^{16}\text{O})$ avec un facteur de proportionnalité $\alpha \approx (7.5 \pm 4) \cdot 10^5$.

Exercice 62 : Justifier la différence de point zéro donnée ici.

Luminosité de la raie

Si l'on revient au cas de la raie $J = 1 \rightarrow 0$, optiquement épaisse, pour calculer sa **luminosité** $L_{1 \rightarrow 0}$, on peut faire appel à l'approximation de la **probabilité d'échappement**, qui consiste à calculer la moyenne $\langle \beta \rangle$ sur le volume du nuage, sur les directions et sur le profil ϕ de la raie, de la probabilité

qu'un photon de fréquence ν émis en un point $\vec{r}$ s'échappe du nuage dans la direction $\vec{n}$, soit²⁰

$$\langle \beta \rangle = \frac{3}{4\pi R^3} \int_0^R 4\pi r^2 dr \int_0^\infty d\nu \phi(\nu) \int_{4\pi} \frac{d\Omega}{4\pi} e^{-\tau_\nu(\vec{r}, \vec{n})} \approx \frac{1}{1 + \frac{\tau_0}{2}} \quad (4.18)$$

où $\tau_\nu(\vec{r}, \vec{n})$ est l'épaisseur optique depuis $\vec{r}$ jusqu'au bord du nuage, dans la direction $\vec{n}$.

Exercice 63 : Justifier la forme de l'intégrale dans l'équation (4.18) donnant $\langle \beta \rangle$.

Dans cette approximation, tout se passe comme si la raie était optiquement mince, à condition de remplacer $A_{1 \rightarrow 0}$ par un coefficient effectif $\langle \beta \rangle A_{1 \rightarrow 0}$. La luminosité est alors

$$L_{1 \rightarrow 0} \approx \frac{4\pi R^3}{3} n_1 \langle \beta \rangle A_{1 \rightarrow 0} h\nu_{1 \rightarrow 0} \quad (4.19)$$

où n_1 désigne la population des molécules CO sur le niveau $J = 1$. En ajoutant à l'élargissement thermique une **composante turbulente, qui domine en pratique la dispersion des vitesses** σ_v , on obtient une expression un peu différente de τ_0 , qu'on peut insérer dans l'expression (4.19) pour obtenir le rapport entre luminosité dans la raie et masse du nuage

$$\frac{L_{1 \rightarrow 0}}{M} \approx 32\pi^2 \sqrt{\frac{2G}{15}} \frac{h\nu_{1 \rightarrow 0}^4}{c^3} \frac{1}{\sqrt{\langle \rho \rangle}} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_{1 \rightarrow 0}}{k_B T_x}\right) - 1} \quad (4.20)$$

où $\langle \rho \rangle$ est la masse volumique moyenne du nuage. Remarquablement, cette expression **ne dépend pas de l'abondance du CO**.

Exercice 64 : Établir l'expression (4.20). On déterminera la dispersion des vitesses unidimensionnelle σ_v en fonction de la masse et du rayon du nuage, en utilisant le théorème du viriel.

De l'émission CO à la densité de colonne du gaz moléculaire

L'émission d'une molécule CO est optimale pour une densité du gaz proche de la densité critique (Fig. 4.11) donc de l'ordre des densités 10^3 cm^{-3} des nuages moléculaires. C'est pour cela que les raies rotationnelles de CO permettent de **cartographier le milieu moléculaire** à grande échelle²¹, depuis la découverte de cette émission dans Orion²² en 1970 [99]. Pour formaliser cette relation, on prend le cas d'un nuage étendu, c'est-à-dire plus grand que le lobe du radiotélescope. L'expression (4.20) peut alors se mettre sous la forme suivante, reliant l'intégrale de la **température d'antenne**²³ T_A dans la raie $J = 1 \rightarrow 0$ à la densité de colonne de l'hydrogène moléculaire $N(\text{H}_2)$ moyennée sur le lobe, ce qui permet de définir le **facteur de conversion** X_{CO}

$$X_{\text{CO}} = \frac{N(\text{H}_2)}{\int T_A dv} = \frac{1}{8\pi} \frac{k_B}{h\nu_{1 \rightarrow 0}} \sqrt{\frac{15}{2.8Gm_H}} \sqrt{n_H} \left[\exp\left(\frac{h\nu_{1 \rightarrow 0}}{k_B T_x}\right) - 1 \right] \quad (4.21)$$

Avec des valeurs typiques ($n_H = 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_x = 8 \text{ K}$), on trouve

$$X_{\text{CO}} \approx 1.56 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{s} \quad (4.22)$$

20. Attention, la dernière égalité de (4.18) n'est valable que dans la géométrie sphérique simple considérée ici.

21. Les rapports de raies peuvent, eux, permettre de déterminer les conditions d'excitation.

22. Deux des trois auteurs de cette découverte, R. W. Wilson et A. A. Penzias, sont aussi les découvreurs du fond diffus cosmologique (CMB).

23. La température d'antenne est directement reliée à la température de brillance, modulo la dilution de l'émission dans le lobe et l'efficacité de l'antenne [100]. Voir par exemple l'appendice C de [7].

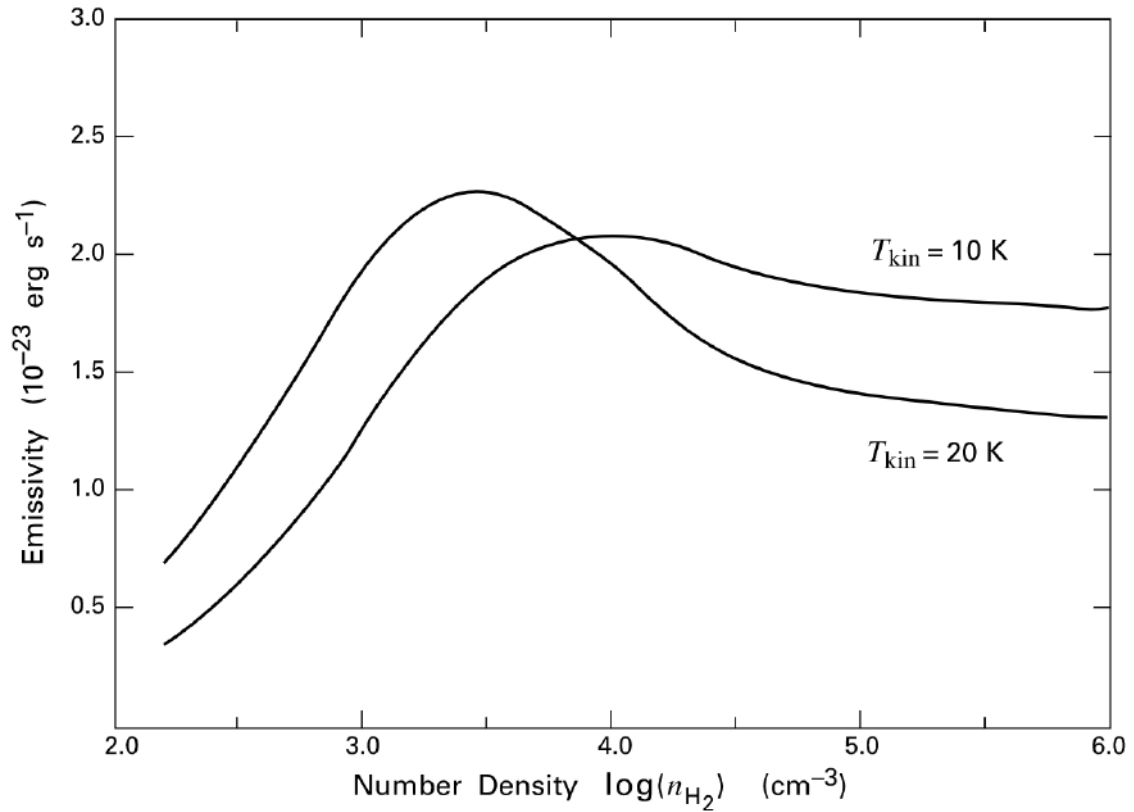


FIGURE 4.11 – Emissivité de la raie $J = 1 \rightarrow 0$ de $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ par molécule, pour deux valeurs de la température cinétique. Figure issue de [7].

Observationnellement, pour déterminer X_{CO} , il faut une estimation indépendante de $N(\text{H}_2)$, qu'on obtient via l'émission FIR de la poussière ou le flux γ associé à la désintégration des pions issus de l'interaction entre le MIS et les rayons cosmiques. Ainsi, on trouve typiquement

$$X_{\text{CO}} \approx 1.5 - 2.0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{s} \quad (4.23)$$

Il faut prendre garde au fait que l'estimation théorique (4.21) ne saurait être appliquée telle quelle à des nuages de **structure complexe**, et où les **conditions d'excitation** peuvent varier. On peut en particulier avoir des facteurs X_{CO} sensiblement différents en extragalactique²⁴. De plus, comme on le verra, dans une partie du gaz moléculaire (c'est-à-dire là où l'hydrogène est sous forme H_2), le carbone peut être sous forme atomique, non inclus dans CO, et donc ne peut briller dans ces raies rotationnelles. On parle de **gaz moléculaire sombre en CO**, lequel peut représenter environ 30% du gaz moléculaire, une fraction dépendant notamment de la métallicité. L'effet de ce gaz sombre est une **augmentation** de X_{CO} . On trouvera une discussion de ce facteur dans la section 6.1.5 de [7].

Exercice 65 : Obtenir l'expression (4.21) du facteur de conversion X_{CO} .

24. On mélange des régions de propriétés très différentes dans le lobe d'antenne, de sorte que X_{CO} augmente, puisque dans certaines régions on a du gaz moléculaire sans émission de CO.

4.3 La distribution du gaz moléculaire dans la Galaxie

Le gaz moléculaire représente environ 17% de l'hydrogène Galactique en masse. Sa distribution spatiale est concentrée dans le plan Galactique, comme le montre la Fig. 4.12, avec une **échelle de hauteur**²⁵ $h_{\text{H}_2} \approx 60$ pc, soit environ la moitié de celle de la composante atomique²⁶. En termes de distribution radiale (voir la Fig. 3.17), il n'y a quasiment pas de gaz moléculaire au-delà de $R_{\text{GC}} = 10$ kpc, mais sa densité de surface augmente quand on se rapproche du centre, avec un maximum assez large autour de 6 kpc, formant ce qu'on appelle **l'anneau moléculaire**. Après une légère baisse²⁷, la densité du gaz moléculaire augmente considérablement dans les 2 kpc centraux, c'est la **zone moléculaire centrale (CMZ)**.

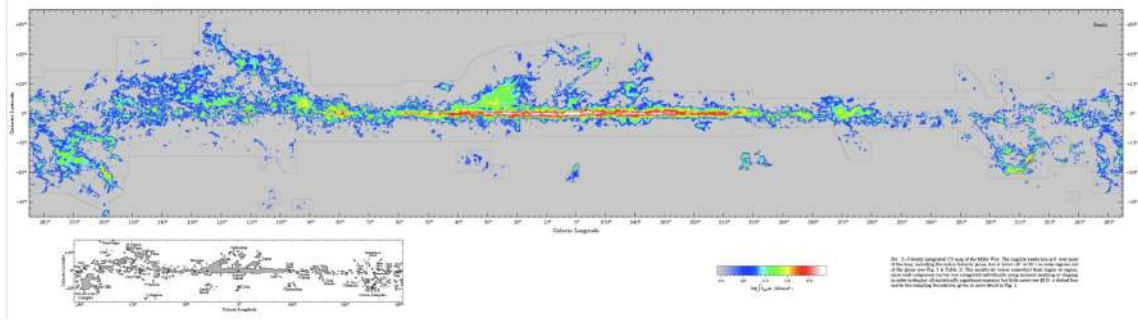


FIGURE 4.12 – Emission CO ($J = 1 \rightarrow 0$) au voisinage du plan Galactique. Figure issue de [101].

Comme pour le gaz atomique, la distribution radiale est obtenue par le biais de l'effet Doppler sur les raies de CO, couplé à un modèle de la rotation Galactique. On utilise alors des **diagrammes position-vitesse** comme celui de la Fig. 4.13, qui représentent, pour une coupe donnée dans le ciel (ici le long du plan Galactique), la répartition de l'émission par tranche de vitesse radiale (en ordonnée) pour chaque point de la coupe (en abscisse). Une coupe verticale de ce diagramme donne le spectre observé sur cette ligne de visée.

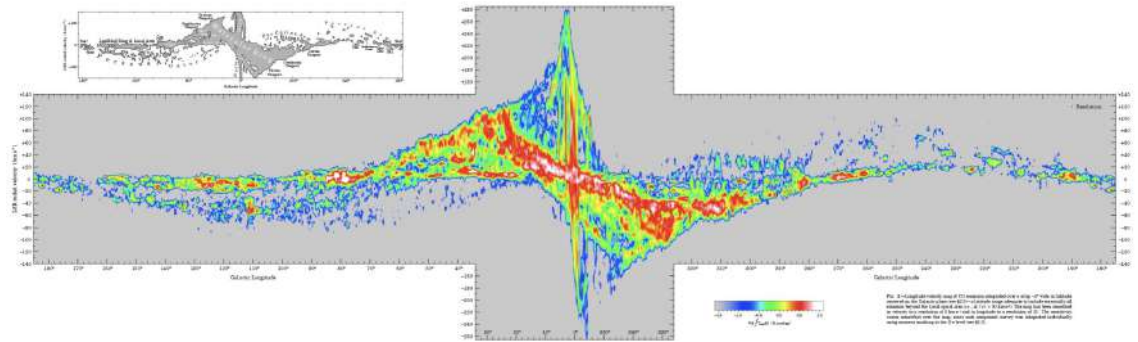


FIGURE 4.13 – Diagramme position-vitesse le long du plan Galactique pour l'émission CO ($J = 1 \rightarrow 0$) observée par [101].

25. Cette valeur correspond au voisinage de l'orbite solaire. Comme on la vu sur la Fig. 3.20, le disque moléculaire est évasé, comme celui du gaz atomique.

26. La dispersion des vitesses est plus faible du même ordre de grandeur, soit environ $4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

27. Cohérente avec la baisse de la formation stellaire observée également à ces distances.

4.4 Les nuages moléculaires

Dans ces relevés de l'émission CO traçant la présence de gaz moléculaire, on note l'existence de structures "isolées" (Fig. 4.14). Ce sont les **nuages moléculaires**. Leur importance est essentielle dans le processus de formation stellaire, comme le prouve le fait que toutes les **associations OB** d'étoiles massives dans la Galaxie se trouvent au sein ou à proximité d'un nuage moléculaire géant. Pour une revue relativement récente, on pourra se référer à [51].

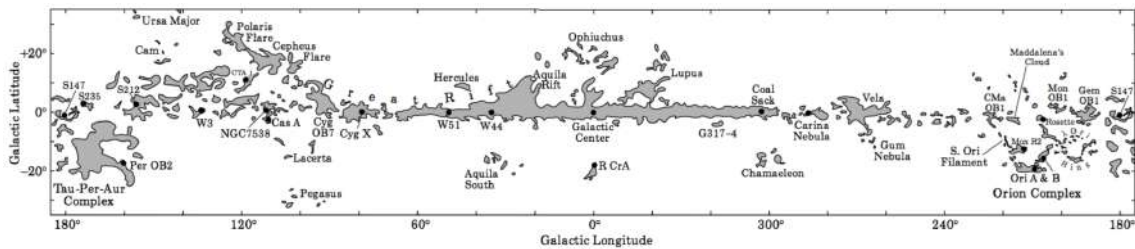


FIGURE 4.14 – Relevé des régions d'émission significative dans les observations de [101].

4.4.1 Classification des nuages moléculaires

Classification en termes d'extinction visuelle

Le gaz moléculaire étant couplé aux poussières, la densité de colonne de H_2 est reliée à l'extinction dans le visible A_V . Ainsi, on dira typiquement qu'un nuage moléculaire est

- un nuage diffus si $A_V \lesssim 1$
- un nuage translucent si $A_V \approx 1 - 5$
- un nuage sombre si $A_V \approx 5 - 20$
- un nuage sombre en infrarouge (IRDC) si $A_V \approx 20 - 100$

Dans les nuages diffus et translucents, le rayonnement UV est suffisant pour que le carbone soit majoritairement ionisé en C^+ , les nuages sont confinés par la pression externe du milieu ambiant²⁸ et ne sont pas auto-gravitants. Les nuages sombres et les IRDC, en revanche, sont auto-gravitants. La distinction entre ces deux catégories réside dans le fait que l'extinction visuelle des IRDC est telle (jusqu'à plus de 100), qu'ils sont également sombres en infrarouge et apparaissent en absorption à $8\text{ }\mu\text{m}$, voire à plus grande longueur d'onde (Fig. 4.15).

Exercice 66 : Trouver dans la littérature le lien entre A_V et la densité de colonne totale N_H .

Classification hiérarchique

Il est aussi possible de classer les structures moléculaires en termes de taille et de masse (Fig. 4.16), en distinguant les **nuages moléculaires géants (GMC)** et les **nuages sombres (DC)**. Les premiers ayant des tailles de l'ordre de la dizaine de parsecs et des masses de l'ordre de $10^4 M_\odot$, les seconds des tailles de l'ordre du parsec et des masses de l'ordre de $10^2 M_\odot$. La présence de différentes structures voisines introduit la notion de **complexe**, regroupant plusieurs nuages moléculaires ou nuages sombres distincts, mais c'est assez arbitraire. Au sein d'un nuage, les structures auto-gravitantes sont appelées **clumps**. On aura des **star-forming clumps** si elles forment des étoiles, des **non star-forming clumps** dans le cas contraire. Au sein de ceux de ces clumps qui aboutiront à une étoile ou un système stellaire, on note des pics de densité $n_H > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ qu'on appelle **cœurs denses** (*cores* en anglais). En fonction

28. Ce milieu moléculaire diffus, comme on l'a déjà noté, est en équilibre de pression avec la phase atomique dans laquelle il baigne.

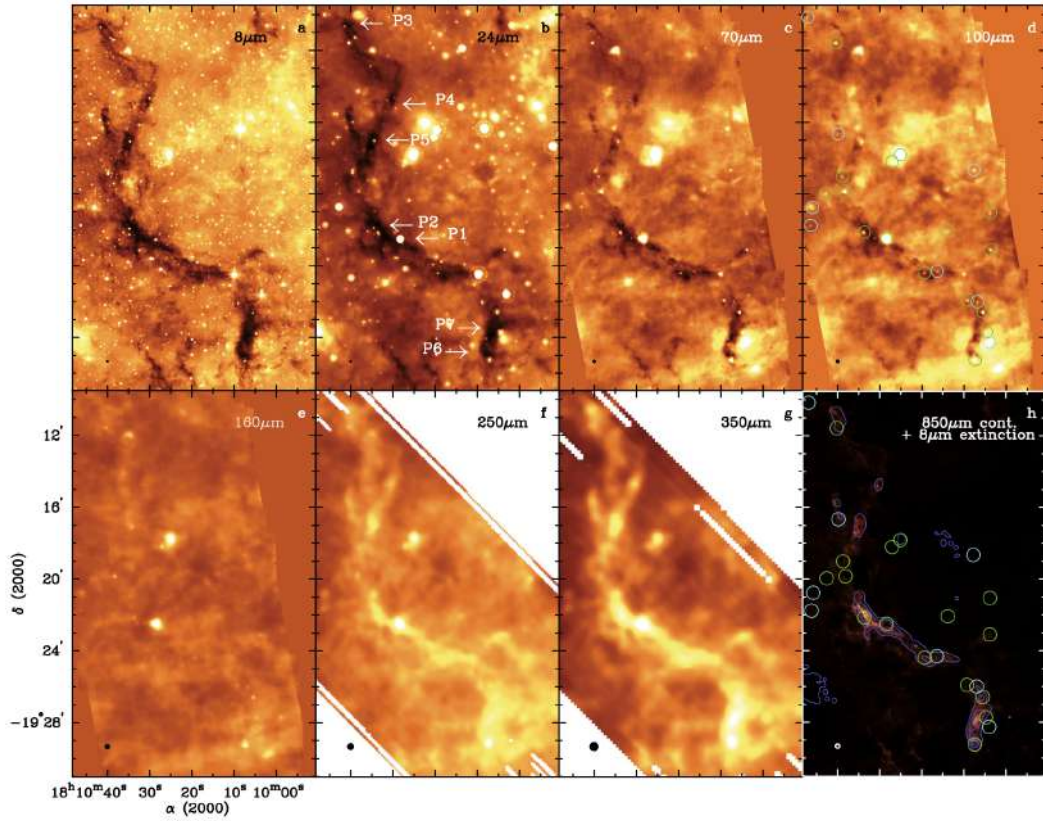


FIGURE 4.15 – L'IRDC G011.11–0.12 à différentes longueurs d'onde, montrant en particulier qu'il est sombre en infrarouge jusqu'à au moins $100\ \mu\text{m}$. Figure issue de [102].

de l'évolution de ce cœur, on parlera de **starless core** ou de **prestellar core** (plus évolué). La vision globale qui se dégage est donc celle d'une **structure hiérarchique complexe, de type fractal**, donc caractérisée par une **dimension fractale** D_f . Il faut noter que les dénominations données ici ne font pas nécessairement consensus, et on trouvera d'autres classifications dans [7] (p. 60).

Exercice 67 : Trouver dans la littérature une estimation de la dimension fractale D_f des nuages moléculaires. Que peut-on en dire ?

Categories	Size (pc)	n_{H} (cm^{-3})	Mass ($M_{\odot}$)	Linewidth (km s^{-1})	A_V (mag)	Examples
GMC Complex	25 – 200	50 – 300	$10^5 - 10^{6.8}$	4 – 17	3 – 10	M17, W3, W51
Dark Cloud Complex	4 – 25	$10^2 - 10^3$	$10^3 - 10^{4.5}$	1.5 – 5	4 – 12	Taurus, Sco-Oph
GMC	2 – 20	$10^3 - 10^4$	$10^3 - 10^{5.3}$	2 – 9	9 – 25	Orion A, Orion B
Dark Cloud	0.3 – 6	$10^2 - 10^4$	5 – 500	0.4 – 2	3 – 15	B5, B227
Star-forming Clump	0.2 – 2	$10^4 - 10^5$	$10 - 10^3$	0.5 – 3	4 – 90	OMC-1, 2, 3, 4
Core	0.02–0.4	$10^4 - 10^6$	$0.3 - 10^2$	0.3 – 2	30–200	B335, L1535

FIGURE 4.16 – Catégories de nuages moléculaires. Table issue de [1].

4.4.2 Distribution en masse des nuages moléculaires géants

L'essentiel de la masse du gaz moléculaire, à savoir environ 80%, se trouve dans les nuages moléculaires géants, le reste constituant le gaz moléculaire diffus. Tous ces nuages n'ont cependant pas la même masse, et on montre que leur **distribution en masse** suit une loi de puissance²⁹

$$\frac{dN}{d \log M} = M \frac{dN}{dM} \approx N_u \left(\frac{M}{M_u} \right)^{-\alpha} \quad (4.24)$$

pour des masses de nuages comprises entre $\sim 10^3 M_\odot$ et $M_u \sim 6 \cdot 10^6 M_\odot$, avec $N_u \approx 63$ et $\alpha \approx 0.6$ [103]. On trouvera par ailleurs une discussion des propriétés d'un ensemble de plus de 8000 nuages moléculaires dans [104], d'où est issue la Fig. 4.17. À plus petite échelle, on observe également une distribution en masse des **clumps moléculaires** avec une pente proche, entre $M_{\min} \approx 30 M_\odot$ et $\sim 10^3 M_\odot$

$$\frac{dN}{d \log M} \propto \left(\frac{M}{M_{\min}} \right)^{-0.5} \quad (4.25)$$

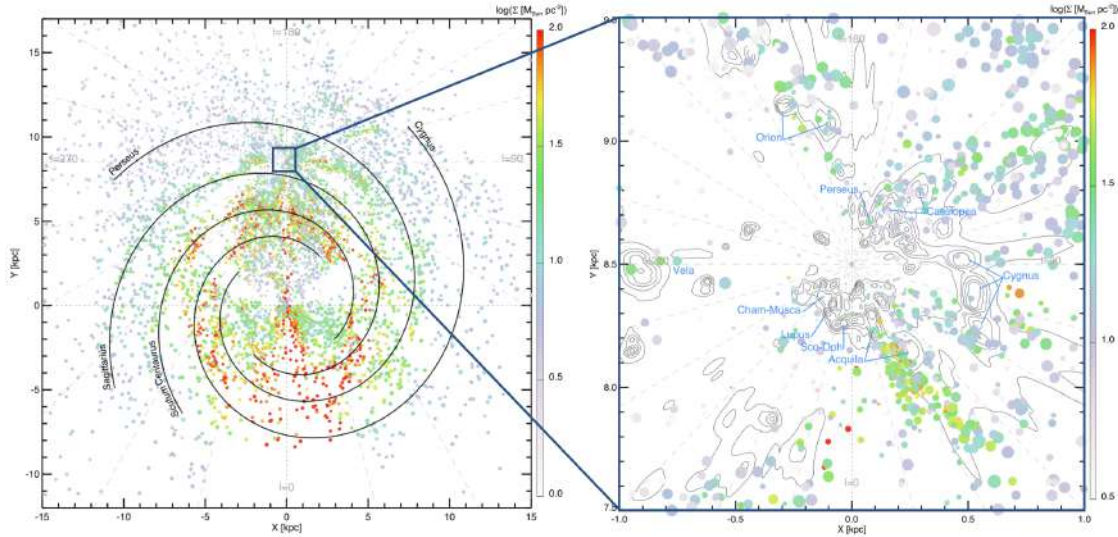


FIGURE 4.17 – Distribution spatiale des nuages moléculaires Galactiques. La taille des symboles correspond à celle des nuages, et la couleur à la densité de surface du gaz moléculaire. Le panneau de droite est un zoom sur le voisinage solaire. Figure adaptée de [104].

4.4.3 Un exemple : Orion-Monoceros

Un exemple de complexe moléculaire relativement proche (Fig. 4.17, droite) est celui d'Orion-Monoceros, dont on montre sur la Fig. 4.18 la distribution du gaz moléculaire, tracé par l'émission intégrée de la raie CO ($J = 1 \rightarrow 0$). Les trois nuages d'Orion ("Orion-A", "Orion-B", et le "filament nord") ont chacun une masse de l'ordre de $10^5 M_\odot$ et sont situés à environ 400 pc du Soleil. Comme pour d'autres complexes moléculaires, une **enveloppe de gaz atomique HI** est présente autour de ces nuages, dont la masse est approximativement du même ordre de grandeur. Ces nuages sont le siège d'une **formation stellaire importante**, et sont étudiés de manière systématique, comme par exemple au travers d'un relevé complet dans le millimétrique avec le radiotélescope de l'IRAM [106] (Fig. 4.19).

29. On rappelle que dans cette expression dN est le nombre de nuages dont la masse est comprise entre M et $M + dM$.

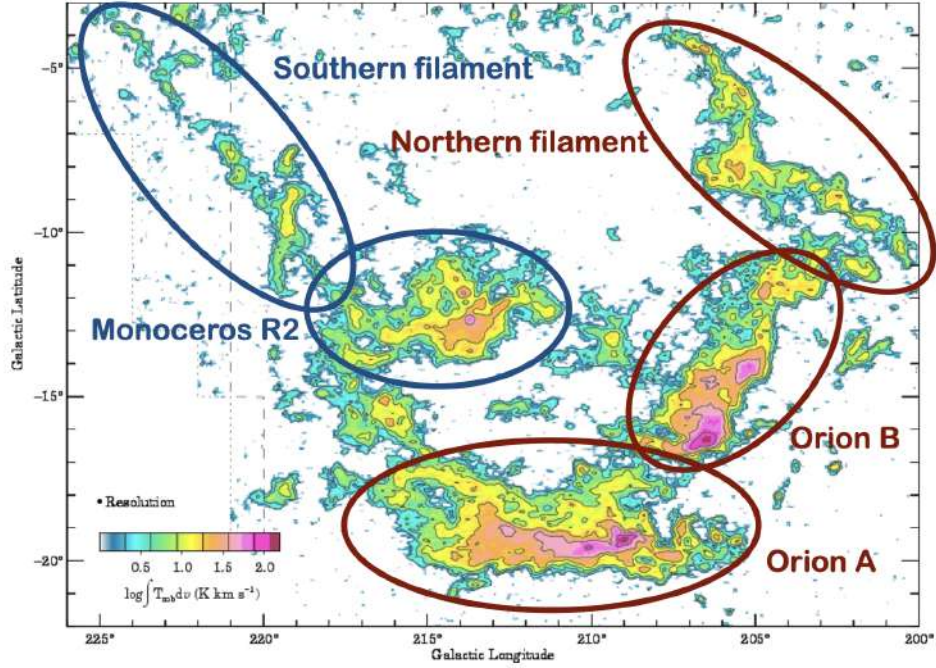


FIGURE 4.18 – Emission intégrée de CO ($J = 1 \rightarrow 0$) dans le complexe moléculaire d'Orion-Monoceros. Figure adaptée de [105].

4.4.4 Formation et évolution des nuages moléculaires

La corrélation spatiale entre les complexes moléculaires et la structure spirale tracée par la formation stellaire (Fig. 4.17), ainsi que la baisse de la densité surfacique du gaz moléculaire dans les régions interbras suggèrent que les nuages sont formés par **compression du gaz atomique dans les puits de potentiel des bras**, et qu'ils ne survivent pas beaucoup plus longtemps qu'un **temps de traversée** entre deux bras, soit environ 10^8 an ou moins³⁰. La destruction des nuages est probablement associée aux forts vents stellaires et à la radiation intense produite par les étoiles massives qui s'y forment. En traçant la masse moléculaire dans le voisinage d'amas stellaires en fonction de l'âge de ceux-ci, on note en effet une forte décroissance au-delà de $5 \cdot 10^6$ an, avec une disparition complète vers $5 \cdot 10^7$ an [7]. La formation et l'évolution des nuages moléculaires à l'échelle d'une galaxie est un sujet actif de recherche, tant observationnellement que du point de vue des simulations numériques (Fig. 4.20).

4.5 Les PDR

4.5.1 Les régions photo-dominées

En bordure des nuages moléculaires, on trouve des **régions de photo-dissociation** ou **régions photo-dominées** (PDR pour *Photon-Dominated Region*), qui constituent l'interface entre une région HII et un nuage moléculaire dense. L'état physico-chimique du gaz et la répartition spectrale du rayonnement y subissent des variations rapides, avec notamment un **front d'ionisation** H^+/H et un **front de dissociation** H/H_2 , dont la position dépend de manière critique du phénomène d'auto-écranage de H_2 dont il a été question plus haut. On note aussi, sur le schéma de la Fig. 4.21, que le carbone

30. Il semble cependant que la **fraction moléculaire** $x_{H_2} = 2n(H_2)/n_H$ soit approximativement constante entre bras et interbras, ce qui suggère que le gaz moléculaire survive d'un bras à l'autre, mais sous forme diffuse.

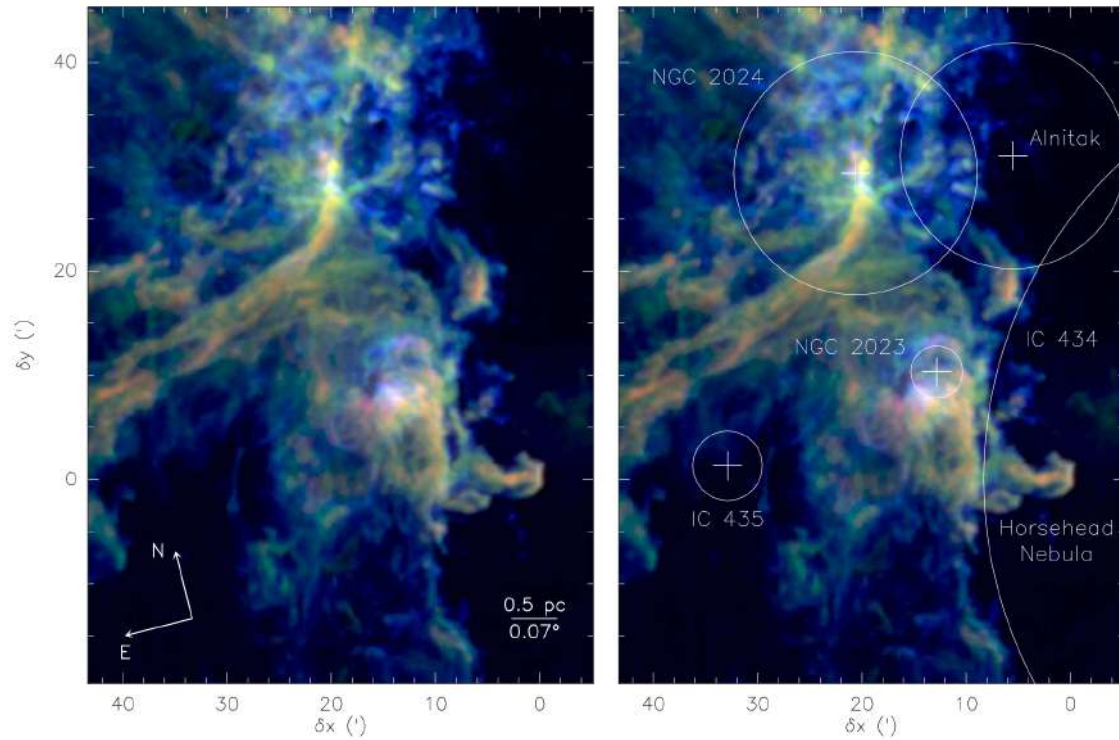


FIGURE 4.19 – Emission CO ($J = 1 \rightarrow 0$) dans le nuage moléculaire Orion-B. Les différentes couleurs correspondent aux différents isotopologues : ^{12}CO (bleu), ^{13}CO (vert) et C^{18}O (rouge). Le panneau de droite montre la position de régions HII dans le nuage. Figure issue de [106].

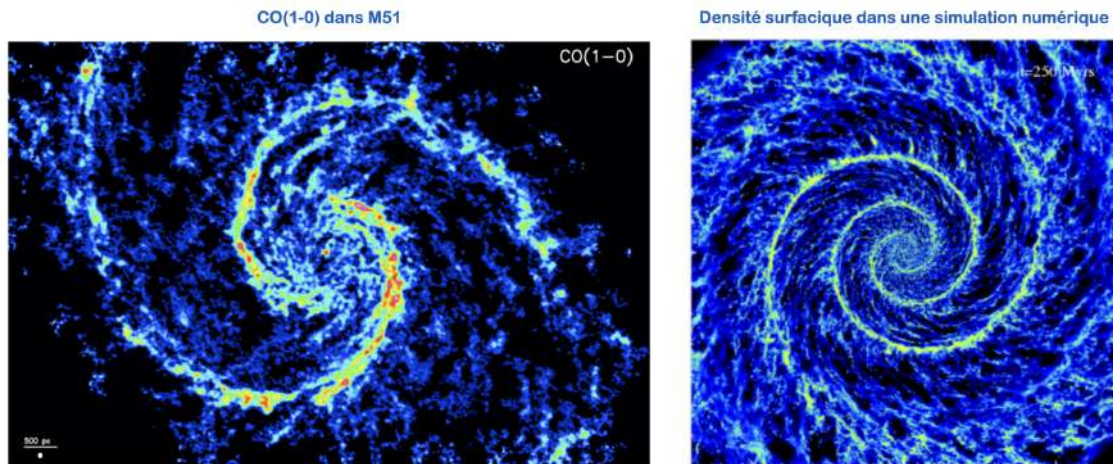


FIGURE 4.20 – Distribution du gaz moléculaire dans la galaxie M51 à gauche [107] et densité surfacique du gaz moléculaire dans une simulation numérique [108].

apparaît sous forme moléculaire (CO) alors que l'hydrogène est déjà sous forme H_2 . Cela explique l'origine du **CO-dark molecular gas**. Ces régions PDR sont à l'origine de **l'essentiel de l'émission IR non-stellaire** et des émissions millimétrique et submillimétrique en CO des galaxies. L'émission IR

des PDRs comprend des **raies de structure fine**³¹ de C, C⁺ et O, des **raies rotationnelles** de CO, des bandes larges associées à des **hydrocarbures aromatiques polycycliques** (PAH) et un **continuum thermique** des poussières (Fig. 4.22). On trouvera une revue détaillée des PDR dans [109].

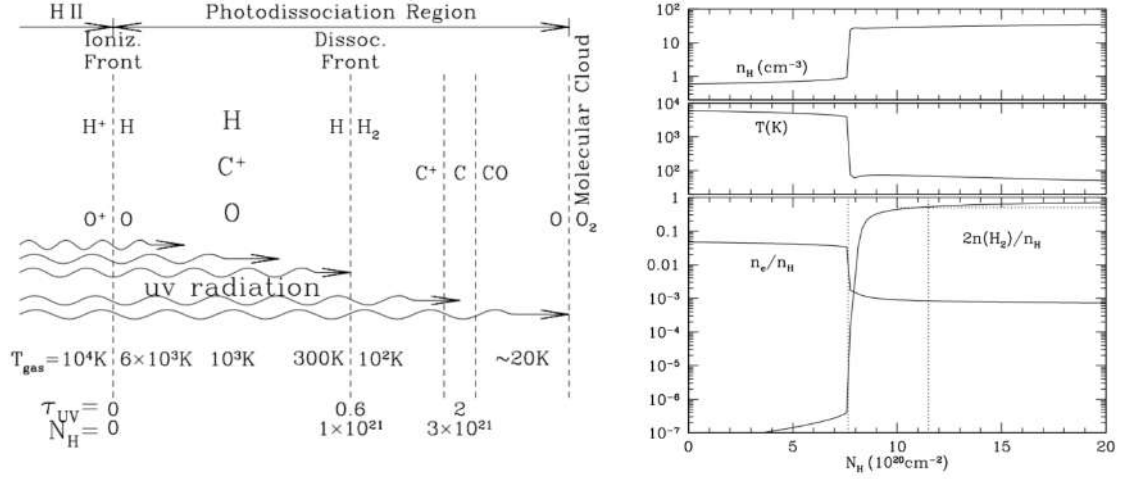


FIGURE 4.21 – Structure d'une PDR, le nuage moléculaire étant à droite, éclairé par un champ de rayonnement UV venant de la gauche. Le panneau de gauche montre schématiquement les positions des transitions chimiques (H⁺/H/H₂ et C⁺/C/CO) et des valeurs typiques de la température du gaz, de l'opacité et de la densité de colonne cumulées. Le panneau de droite montre l'évolution de la densité, de la température, de la fraction d'ionisation x_e et de la fraction moléculaire x_{H_2} .

4.5.2 Les modèles PDR

S'il est possible de déterminer quelques propriétés des PDR de manière analytique³², l'interaction complexe entre processus microphysiques (radiation, chimie, thermodynamique) impose néanmoins que la description des PDR fasse appel à des méthodes numériques, telles celles mises en œuvre dans le code de Meudon [110] ou KOSMA- τ [111]. Le principe de résolution est le suivant : pour une densité ou une pression et un champ de rayonnement donné, on résout simultanément, en fonction de la profondeur z dans le nuage le **bilan thermique**, le **bilan chimique** et le **transfert radiatif**, représentés par les équations d'évolution respectives

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \Gamma - \Lambda \quad \frac{Dn_i}{Dt} = C_i - D_i \quad \frac{dI}{dz} = j - \kappa I \quad (4.26)$$

où l'on rappelle que la notation D/Dt fait référence à une dérivée totale, incluant l'advection

$$\frac{DX}{Dt} = \frac{\partial X}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} X \quad (4.27)$$

et où ϵ est la densité volumique d'énergie, $\{n_i\}$ les densités des différentes espèces chimiques, I l'intensité spécifique, j l'émissivité et κ le coefficient d'absorption. Des simplifications sont possibles si les temps caractéristiques impliqués sont courts devant les temps d'évolution des conditions aux limites

31. La grande luminosité, dans ces raies, des PDR associées aux régions de formation stellaire massive est la raison pour laquelle elles y furent détectées en premier, plutôt que dans des nuages "quiescents".

32. On trouvera par exemple dans [7] une détermination du profil de la fraction moléculaire x_{H_2} en fonction de la profondeur optique de la poussière, montrant que l'essentiel de l'hydrogène est sous forme moléculaire lorsque $A_V \approx 2$ (§8.1.4), ou encore une discussion du profil de température du gaz (et de la poussière) en fonction de la densité n_H , représentée sur la Fig. 4.23 (§8.1.1 et §8.2.1).

(par exemple l'évolution de l'étoile excitatrice). On peut alors supposer par exemple que le système est **stationnaire** $\partial X/\partial t = 0$ ou encore **à l'équilibre** $\vec{v} \cdot \vec{\nabla} X = 0$. On peut aussi se placer dans une géométrie unidimensionnelle, comme le fait par exemple le code PDR de Meudon.

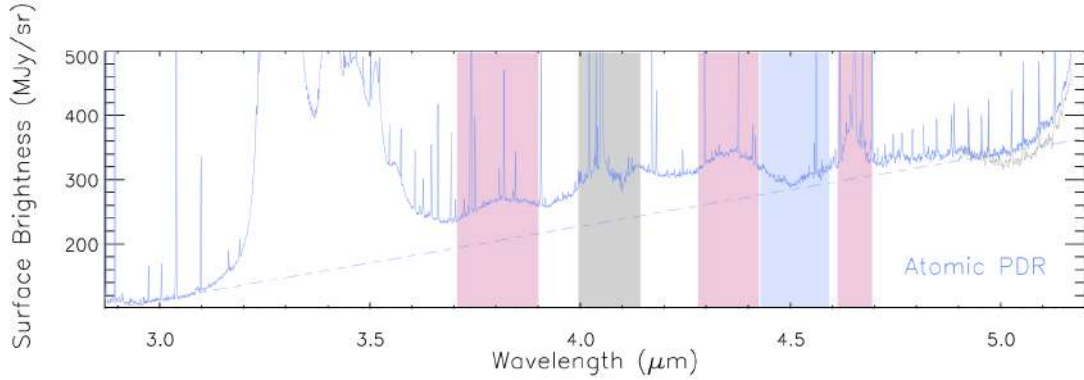


FIGURE 4.22 – Spectre de la PDR de la barre d'Orion avec JWST/NIRSpec. Figure adaptée de [112].

La comparaison des observations avec les modèles PDR (Fig. 4.21) permet de déterminer la structure en densité et en température des bords de nuages, les abondances élémentaires, le niveau d'ionisation et le champ de rayonnement. Par exemple, les modèles montrent que la fraction moléculaire x_{H_2} atteint l'unité pour une extinction visuelle de l'ordre de $A_V \sim 2$. Les applications de ces modèles ne se limitent pas aux seuls nuages interstellaires près des étoiles massives, mais s'étendent aux **nébuleuses planétaires** [113], aux **disques proto-planétaires** en photoévaporation autour d'étoiles jeunes [114], ou encore aux **nuages moléculaires dans le champ de rayonnement interstellaire standard**.

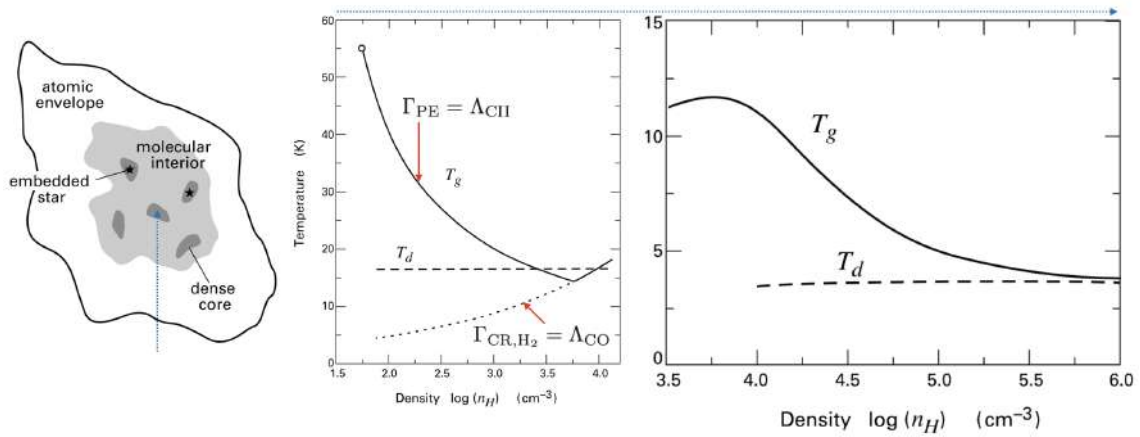


FIGURE 4.23 – Schéma d'un nuage moléculaire et profil de température du gaz et de la poussière en fonction de n_{H} et donc de la profondeur. Figure adaptée de [7].

4.6 Propriétés des structures moléculaires

4.6.1 Loi de Larson

En mesurant les propriétés des nuages moléculaires à différentes échelles³³, Larson [115] a montré que leur dispersion des vitesses, obtenue via les largeurs de raies, variait comme

$$\sigma_v \approx 1.10 L_{\text{pc}}^\gamma \quad (4.28)$$

où L_{pc} est la taille exprimée en parsecs³⁴, σ_v la dispersion des vitesses (tridimensionnelle) exprimée en $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\gamma \approx 0.38$. Ce comportement en loi d'échelle, confirmé par des études ultérieures (Fig. 4.24), pourrait être une **signature de la turbulence** dans les nuages moléculaires. Dans l'approche de Kolmogorov (K41), on s'attend en effet à ce que $\sigma_v \propto L^{1/3}$. L'exposant γ est cependant incertain³⁵, ce qui laisse ouvertes les possibilités d'interprétation (notamment sur le rôle du champ magnétique ou de la compressibilité du gaz interstellaire). Notons que la dispersion des vitesses présente une composante non-thermique pour $L \gtrsim 0.02 \text{ pc}$, mais que pour les structures plus petites, elle présente un "plancher thermique" à $\sigma_v = \sigma_{\text{th}} \approx 0.2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Exercice 68 : Expliquer pourquoi on s'attend à $\sigma_v \propto L^{1/3}$ dans la turbulence K41.

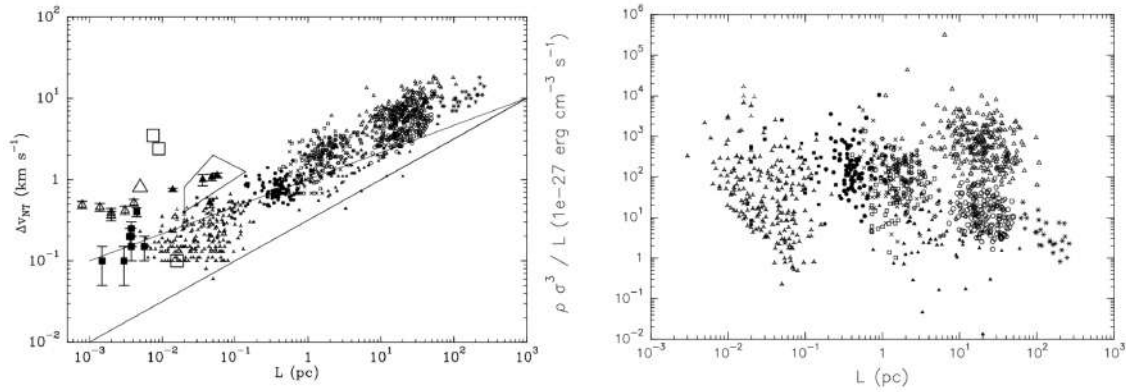


FIGURE 4.24 – Dispersion des vitesses non-thermique (à gauche) et taux de transfert de l'énergie cinétique (à droite) en fonction de l'échelle pour un ensemble de nuages moléculaires. Sur le panneau de gauche, les droites indiquent des pentes 1/2 et 1/3. Figures issues de [51].

4.6.2 Estimation des propriétés des structures auto-gravitantes

Pour des structures auto-gravitantes comme les nuages moléculaires, on peut utiliser le **théorème du viriel**, qui donne, pour une structure supposée sphérique et homogène, de diamètre L ,

$$\sigma_v^2 \approx \frac{6GM}{5L} \quad (4.29)$$

En combinant cette relation avec la loi d'échelle précédente pour σ_v , on obtient une expression de la masse en fonction de la taille

$$M \approx 230 L_{\text{pc}}^{2\gamma+1} M_\odot \quad (4.30)$$

33. C'est-à-dire qu'on isole des structures connexes en seuillant à un certain niveau de brillance, et on mesure leur taille et leurs autres propriétés, qu'on corrèle.

34. L'échantillon original de [115], constitué de 54 nuages, s'étendait de $\sim 0.1 \text{ pc}$ à $\sim 100 \text{ pc}$.

35. On trouve dans la littérature, par exemple, $\gamma = 0.5 \pm 0.05$ [116] ou encore $\gamma = 0.59 \pm 0.07$ [117].

puis, successivement, de la densité du gaz, de la densité de colonne et de l'extinction visuelle

$$n_H \approx 1.3 \cdot 10^4 L_{pc}^{2\gamma-2} \text{ cm}^{-3} \quad N_H = 4 \cdot 10^{22} L_{pc}^{2\gamma-1} \text{ cm}^{-2} \quad A_V \approx 21 L_{pc}^{2\gamma-1} \quad (4.31)$$

Exercice 69 : Obtenir la relation (4.29).

Exercice 70 : Établir les expressions (4.30) et (4.31). Pour l'expression de A_V , on utilisera la relation utile entre celle-ci et la densité de colonne totale, $A_V/N_H = 5.3 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$.

Exercice 71 : Donner les lois d'échelle de ces différentes quantités dans le cas $\gamma = 0.38$. En déduire que les plus petits "clumps" moléculaires sont les plus éteints.

Exercice 72 : Donner la masse, la densité, et l'extinction pour un nuage moléculaire géant de 50 pc et un cœur dense de 0.1 pc.

4.6.3 Le rôle du champ magnétique

On peut mesurer l'intensité du champ magnétique le long de la ligne de visée, $B_{\parallel}$, en utilisant l'effet Zeeman (sur des raies de HI, OH ou encore CN). On constate que cette intensité présente une distribution corrélée à la densité du gaz, comme le montre la Fig. 4.25. La valeur médiane de $B_{\parallel}$ est à peu près constante, à $B_{0.5} \approx 5 \mu\text{G}$ dans le milieu atomique et le milieu moléculaire diffus ($n_H < 3 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$), mais augmente dans les nuages denses, avec

$$B_{0.5} \approx 49 \left(\frac{n_H}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.65} \mu\text{G} \quad (4.32)$$

On verra dans la suite une justification théorique de ce comportement, mais il convient de remarquer ici qu'on peut en tirer une loi d'échelle pour la **vitesse d'Alfvén** médiane, et de son rapport à la dispersion des vitesses. On trouve en effet

$$\frac{(v_A)_{0.5}}{\sigma_v} \approx 0.85 \left(\frac{n_H}{1.3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.15+\gamma/(2-2\gamma)} \quad (4.33)$$

On en déduit que **l'énergie magnétique contribue significativement au support contre la gravité**.

Exercice 73 : Obtenir l'expression (4.33). On rappelle que $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$.

On peut aussi mesurer l'intensité du champ magnétique dans le plan du ciel, $B_{\perp}$, en utilisant la **méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi** (voir [50]), dont le principe est le suivant. La turbulence entraîne les lignes de champ magnétique avec le fluide, et ce d'autant plus si le champ magnétique est faible. On déduit des observations en polarisation la structure du champ magnétique, et notamment la dispersion σ_{β} de ses orientations (repérées par un angle β) dans le plan du ciel. La dispersion des vitesses turbulentes unidimensionnelle, $\sigma_{v,1D}$, est, elle, déduite des observations de raies. L'intensité du champ magnétique est alors donnée par

$$B_{\perp} = \sqrt{\frac{4\pi\rho}{3}} \frac{\sigma_{v,1D}}{\sigma_{\beta}} \quad (4.34)$$

Les structures observées en polarisation démontrent **l'importance du champ magnétique dans l'évolution dynamique** des structures moléculaires, que ce soit à petite échelle comme on le verra

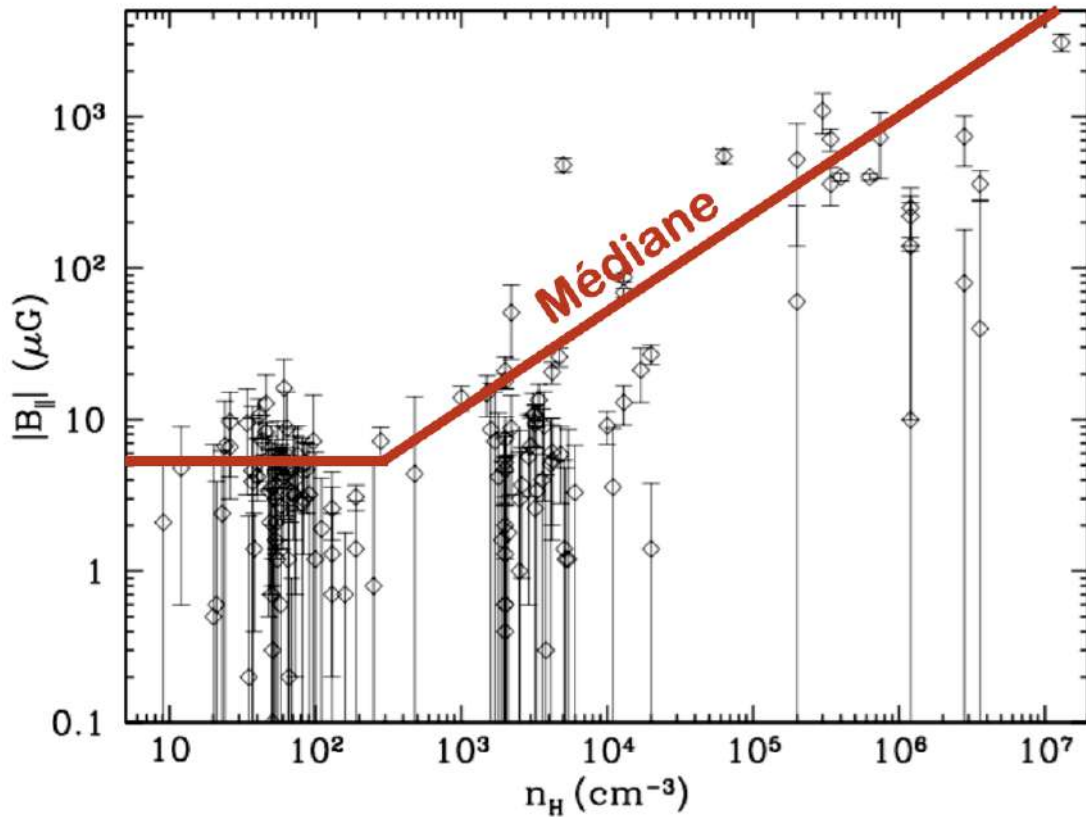


FIGURE 4.25 – Distribution de la densité du gaz et de l'intensité du champ magnétique le long de la ligne de visée, pour un ensemble de nuages atomiques et moléculaires. Figure adaptée de [47].

dans le Chapitre 6, mais aussi à plus grande échelle. On observe en effet que le champ magnétique semble aligné avec les filaments les plus diffus du milieu interstellaire, appelés **striations**, mais qu'il est préférentiellement perpendiculaire aux filaments denses [118], au delà de $N_H \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Il se dégage donc une image selon laquelle ces filaments massifs sont construits par accréation de matière le long de ces striations, guidée par le champ magnétique. On trouvera dans [119] une revue très récente de la zoologie de filaments qu'on trouve dans le MIS, dont est issue la Fig. 4.26.

4.7 La chimie du gaz moléculaire

4.7.1 Les différents types de réactions

Après H_2 , d'autres molécules se forment, comme CO et bien d'autres³⁶. Le gaz est essentiellement neutre, mais d'autres espèces sont ionisées, par les UV en surface des nuages, par les rayons cosmiques et les rayons X plus en profondeur. Les réactions possibles impliquant des molécules sont de cinq types :

- La **photo-ionisation** : $\text{AB} + h\nu \rightarrow \text{AB}^+ + e^-$. Notons que les photons disponibles sont d'énergie inférieure à 13.6 eV, ils ne peuvent donc ioniser H_2 dont le potentiel d'ionisation est 15.4 eV.
- La **photo-dissociation** : $\text{AB} + h\nu \rightarrow \text{A} + \text{B}$. On a vu notamment ce processus pour H_2 mais il

³⁶. On rappelle que dans le Chapitre 1, on a vu qu'on avait identifié plus de 320 molécules dans les environnements interstellaires et circumstellaires (Fig. 1.12).

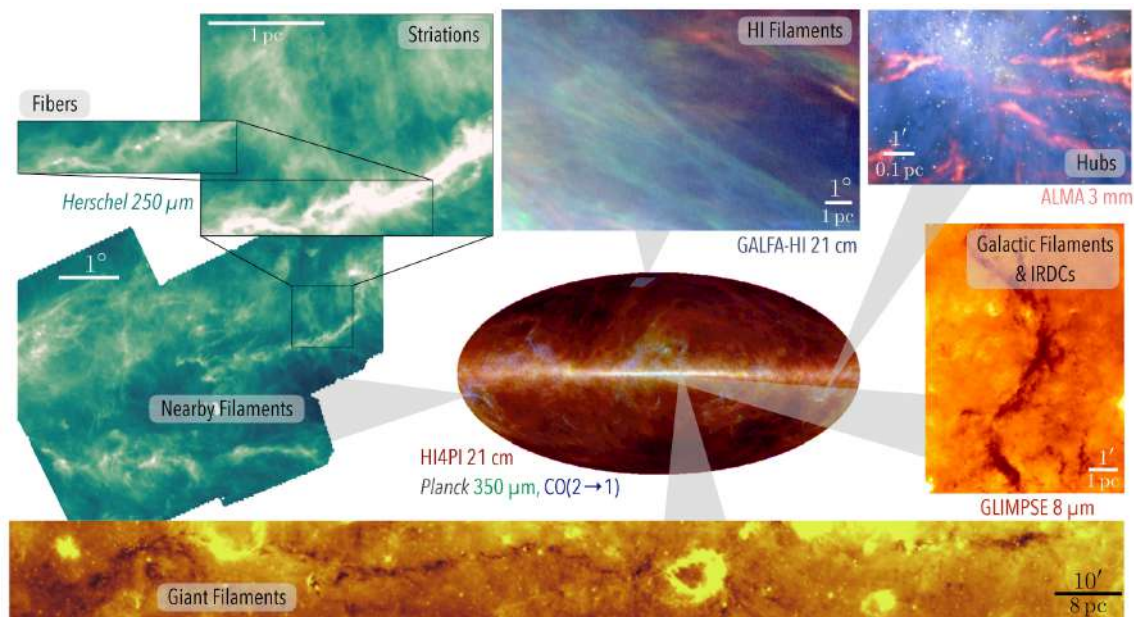


FIGURE 4.26 – Illustration des divers types de filaments interstellaires. Figure issues de [119].

existe aussi pour CO ou d'autres molécules. Il faut noter qu'il y a possibilité d'auto-écranage ou d'écranage mutuel (entre H₂ et CO par exemple) si des raies coïncident.

- **L'échange neutre-neutre** : $AB + C \rightarrow AC + B$. Les collisions entre neutres sont fréquentes, mais il existe souvent une barrière d'activation. Par exemple, pour $OH + H \rightarrow O + H_2$, on a $E_a/k_B = 19.5$ K, ce qui est supérieur à la température typique des nuages denses.
- **L'échange ion-neutre** : $AB^+ + C \rightarrow AC^+ + B$. Ces réactions sont souvent exothermiques, sans barrière d'activation, et les taux de collisions sont relativement grands (quelques $10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) du fait de l'interaction entre charge et dipôle induit.
- **L'association radiative** : $A + B \rightleftharpoons (AB)^* \rightarrow AB + h\nu$. La formation du complexe instable $(AB)^*$ est en général beaucoup plus lente que sa destruction par le processus inverse. Seule une petite fraction de ces molécules se désexcitent radiativement. Le taux effectif de la réaction est de l'ordre de $10^{-17} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui montre que ce processus est généralement peu efficace.

Exercice 74 : Comment se manifeste une barrière d'activation dans une constante de réaction ?

Exercice 75 : Exprimer le taux effectif k_{ra} de l'association radiative en fonction de la constante k_f de formation du complexe $A + B \rightarrow (AB)^*$, de sa constante k_d de destruction $(AB)^* \rightarrow A + B$ et de la constante k_r de désexcitation radiative $(AB)^* \rightarrow AB + h\nu$.

4.7.2 Quelques réseaux chimiques

Ces différents types de réactions apparaissent dans la construction des **réseaux chimiques** amenant à la formation des espèces observées dans les nuages moléculaires. À titre d'exemple, les Figs. 4.27 et 4.28 montrent les voies de formation et destruction principales de CO et OH, respectivement³⁷,

37. Notons que OH est la première molécule interstellaire formellement identifiée, en 1963, au travers d'un ensemble de quatre raies entre 1612 MHz et 1720 MHz, d'abord en absorption sur le continuum de SgrA*, puis en émission. L'une d'elles est d'ailleurs la première détection d'un **maser** interstellaire [120].

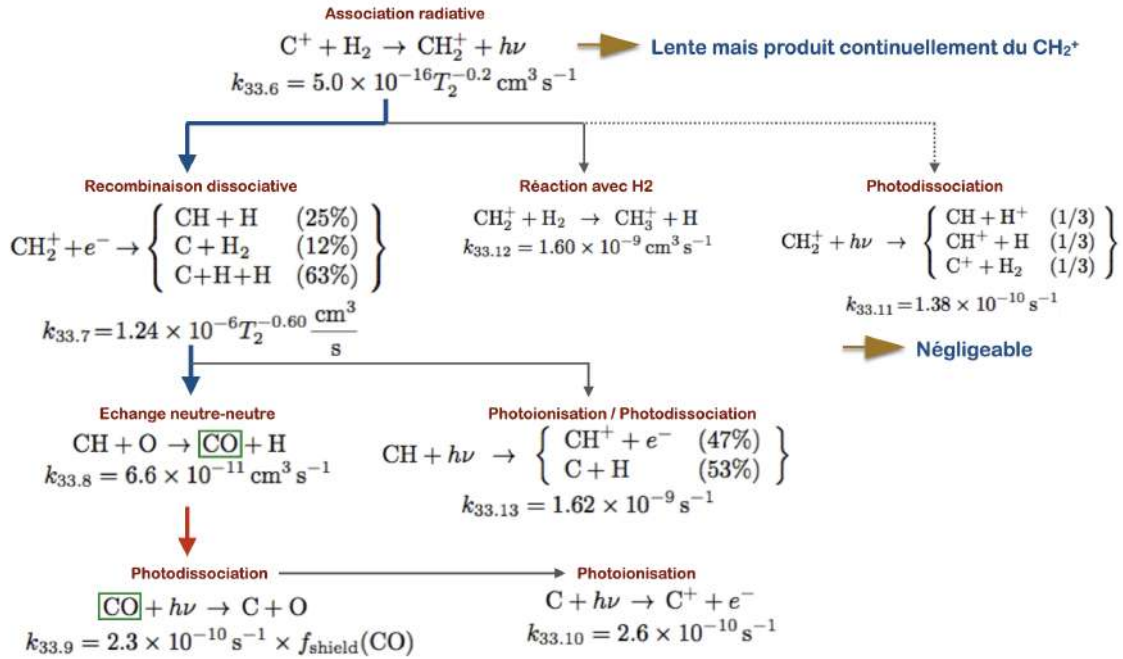


FIGURE 4.27 – Mécanismes de formation et destruction de CO. Figure adaptée de [1].

avec leurs constantes de réaction. Notons que ces réseaux traitent des **réactions en phase gazeuse**, mais qu'il est possible (et indispensable dans certains cas, comme H_2) d'inclure la **chimie à la surface des grains** en tenant compte également des manteaux de glaces. Un exemple de tel réseau chimique est celui de KIDA [121].

4.7.3 Autres traceurs du gaz moléculaire

Du fait que CO a une densité critique de l'ordre de $3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, son émission n'est pas très bien adaptée à la mesure de la densité totale du gaz lorsque celle-ci dépasse notablement cette valeur. De plus, le piégeage radiatif dans les transitions de l'isotopologue principal empêche de tracer les conditions dans les intérieurs plus froids et denses des nuages. Pour cela, on utilise par exemple l'**ammoniac** NH_3 , qui est, depuis sa découverte en 1969, l'une des sondes les plus utilisées pour les régions moléculaires denses. On trouvera dans [7] (§5.4 et §6.2) la description des transitions de **rotation** et d'**inversion** de NH_3 et l'utilisation de celles-ci dans la détermination des conditions de densité et de température dans un cœur dense. D'autres molécules peuvent également tracer le gaz dense, comme HNC, ou les zones froides où le CO est gelé sur les grains, comme N_2H^+ . La Fig. 4.29 montre ainsi quelques unes des émissions intégrées de diverses espèces dans le nuage moléculaire d'Orion B [106].

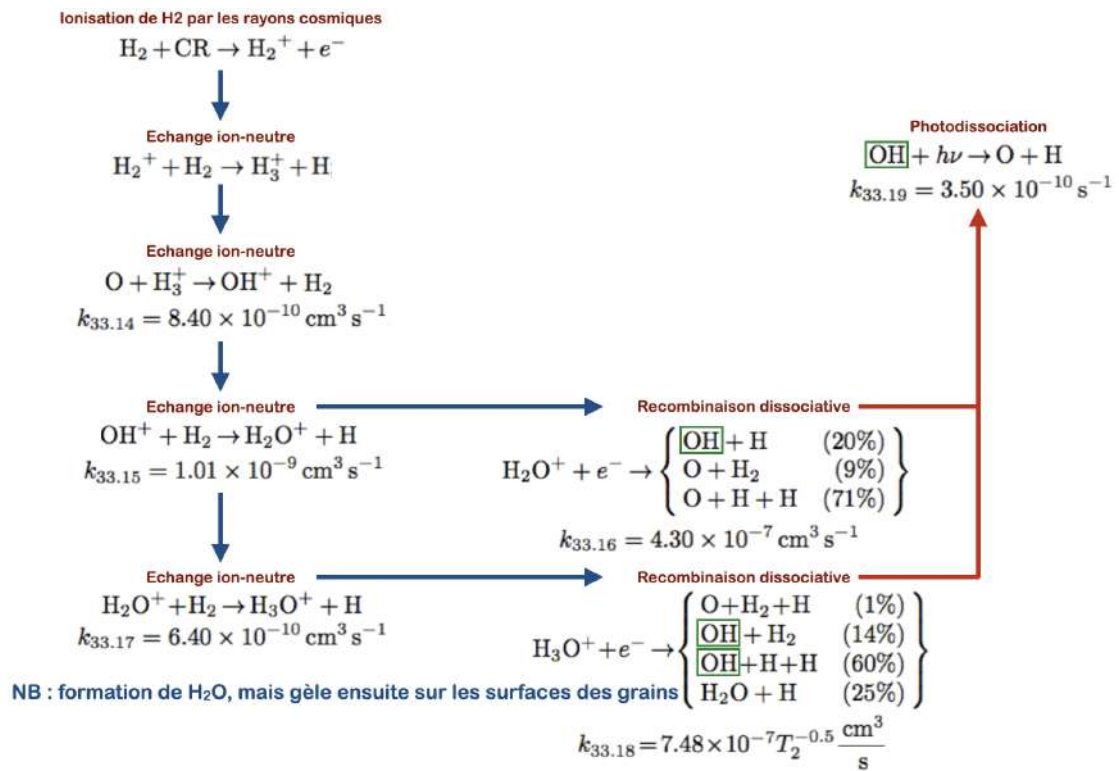


FIGURE 4.28 – Mécanismes de formation et destruction de OH. Figure adaptée de [1].

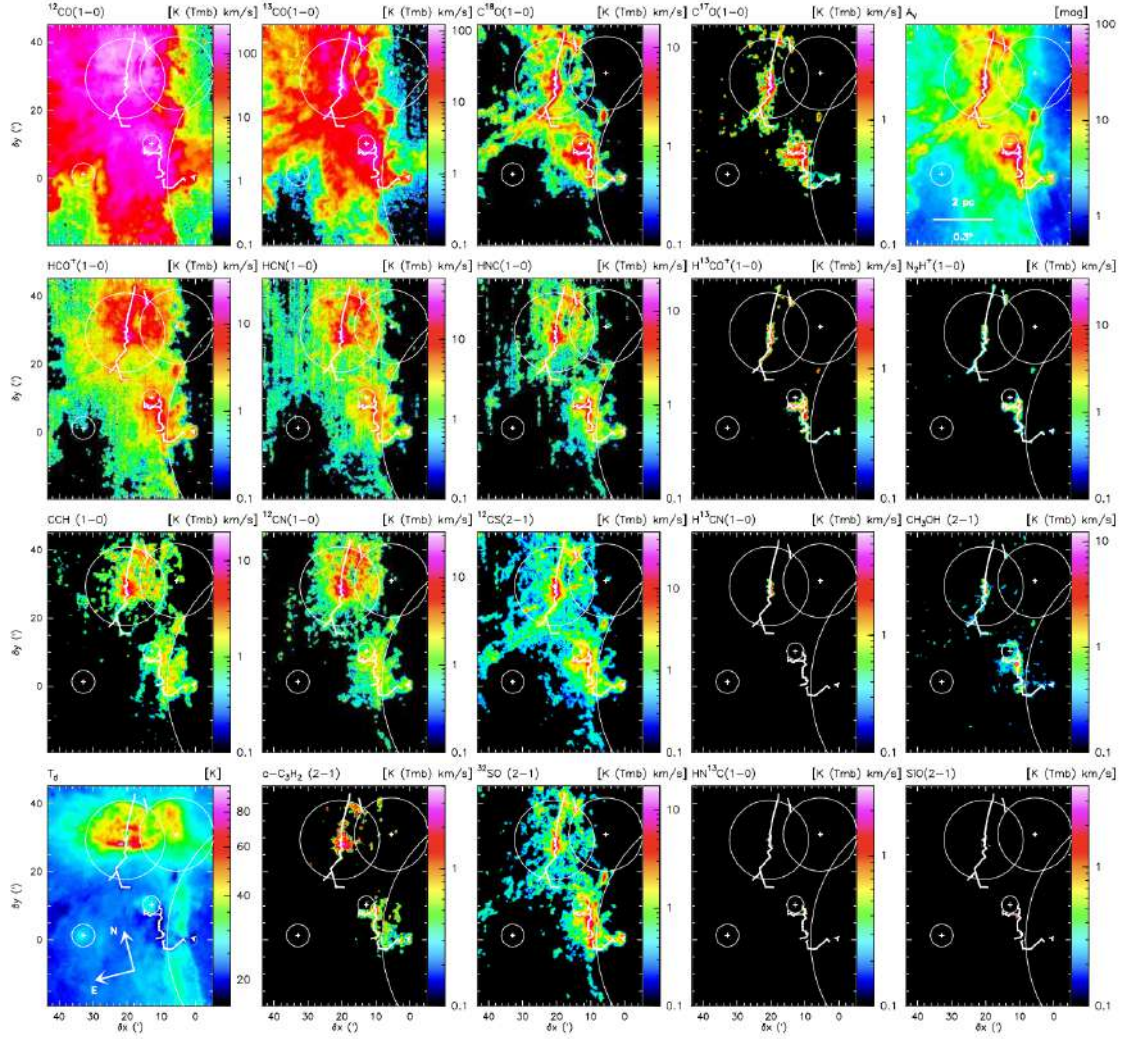


FIGURE 4.29 – Quelques émissions intégrées de raies moléculaires dans Orion B. Sont représentées également l'extinction visuelle A_V en haut à droite et la température des poussières T_d en bas à gauche. Figure issue de [106].

Les poussières

Les poussières interstellaires, bien qu'elles ne représentent qu'un pour cent en masse du milieu interstellaire de notre Galaxie, en sont un rouage majeur, puisqu'elles y jouent différents rôles :

- dans la **chimie interstellaire**, en servant de catalyseur pour la formation de H_2 , et de réservoir d'éléments réfractaires (Mg, Fe, Si) ;
- dans la détermination de l'**état thermodynamique** du gaz, via le **chauffage par effet photo-électrique** dans les régions illuminées par le rayonnement UV stellaire, et via le **refroidissement par émission infrarouge** dans les régions obscurcies ;
- dans la **dynamique du milieu**, via la pression de radiation et le couplage gaz-grains, ainsi que le couplage avec le champ magnétique, qui provoque l'alignement des grains et la polarisation observée en extinction et en émission.
- dans la formation des étoiles et des systèmes planétaires, en fournissant notamment les graines qui vont croître par agglomération jusqu'à former les planètes. Ce thème de **l'évolution des poussières** est un domaine de recherche très actif.

5.1 Approche observationnelle

5.1.1 Diagnostics

La présence de poussières interstellaires est attestée par différents diagnostics observationnels :

- L'**extinction** de la lumière stellaire¹, qui est observée (Fig. 5.1, gauche) de l'infrarouge moyen (MIR, $\lambda \sim 20 \mu m$) à l'UV ($\lambda \sim 0.1 \mu m$). La **magnitude de l'extinction** trace la densité de colonne des poussières et sa **dépendance spectrale** renseigne sur leur composition. Environ un tiers de la lumière stellaire de la Galaxie est ainsi absorbée avant d'être réémise en infrarouge.
- L'**émission thermique** des grains (Fig. 5.1, droite), dans l'IR et le submillimétrique, qu'on modélise comme un corps noir modifié à grande longueur d'onde et un spectre de bandes à plus courte longueur d'onde, renseigne respectivement sur les populations des plus gros et des plus petits grains, y compris les PAH².
- La **polarisation** de la lumière stellaire transmise au travers d'un nuage poussiéreux renseigne sur la composition des poussières et sur leur interaction avec le champ magnétique. La polarisation de l'émission thermique complète cette information.
- La **diffusion** de la lumière visible dans les nébuleuses en réflexion (Fig. 5.2, gauche) et les disques protoplanétaires renseigne sur la composition et la distribution en taille des grains.

1. On rappelle que le terme d'extinction recouvre la somme de la **diffusion** et de l'**absorption** (voir le cours F05).

2. Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques.

- L'**émission micro-ondes anormale (AME)**, aux alentours de 30 GHz, est probablement associée à une population de très petits grains en rotation rapide.
- La **luminescence**, réémission dans le domaine optique après absorption de photons énergétiques, peut être la cause de l'**émission rouge étendue (ERE)** observée fréquemment dans les environnements interstellaires et circumstellaires (Fig. 5.2, droite), mais cette origine est débattue [122].
- L'**analyse in situ** de grains dits "présolaires" dans le système solaire renseigne sur la composition et la taille des grains, modulo les changements possibles lors de la formation stellaire.
- La **déplétion** de certains éléments dans la phase gazeuse renseigne sur la composition élémentaire des grains.

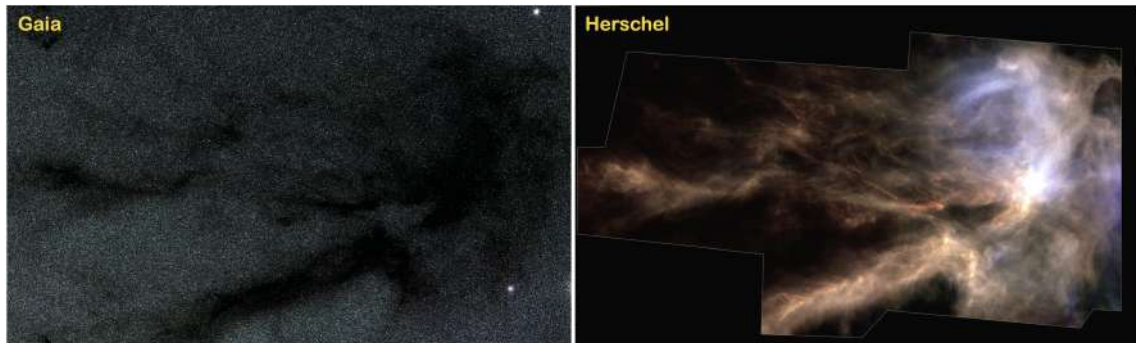


FIGURE 5.1 – Le nuage de Rho Ophiuchi dans le visible (à gauche) et en infrarouge (à droite).



FIGURE 5.2 – La nébuleuse en réflexion NGC1999 (à gauche) et la nébuleuse du rectangle rouge (à droite).

5.1.2 Courbe d'extinction

Barnard [123] observa vers 1910 que l'**affaiblissement de la lumière des étoiles** avec leur distance r (mesurée par parallaxe) était plus fort qu'une loi en r^{-2} . Trumpler [124] suggéra que "de fines particules de poussière cosmique de diverses tailles" puissent être responsables de cette absorption, sélective en longueur d'onde, de la lumière des étoiles. De fait, **l'extinction décroît lorsque la longueur d'onde augmente**, comme le montre la Fig. 5.3. La détermination de la valeur absolue de cette extinction

repose alors sur l'hypothèse qu'elle devient nulle dans la limite³ $\lambda \rightarrow \infty$. On peut alors la déterminer en comparant le spectre F_λ d'une étoile "rougie" à celui F_λ^0 d'une étoile semblable non affectée (Fig. 5.4, gauche). Le rapport des deux donne la **courbe d'extinction**, exprimée en **magnitudes**,

$$A_\lambda = 2.5 \log_{10} \left(\frac{F_\lambda^0}{F_\lambda} \right) = 2.5 \log_{10} (e^{\tau_\lambda}) = 1.086 \tau_\lambda \quad (5.1)$$

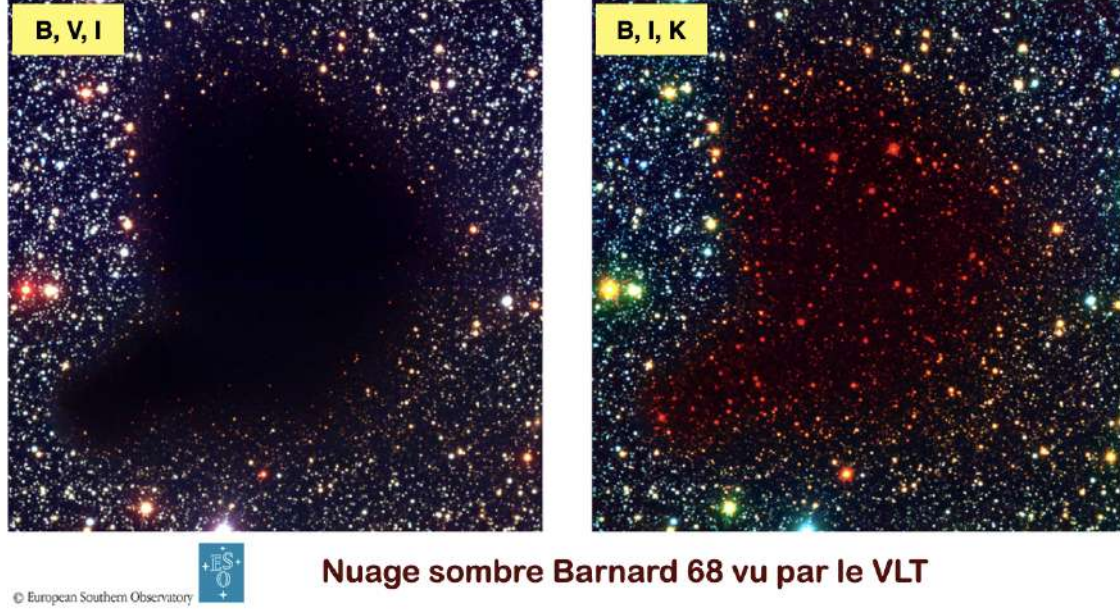


FIGURE 5.3 – Le nuage sombre Barnard 68 vu par le VLT en image composite dans différentes bandes, B (445 nm) et V (547 nm) dans le visible, I (806 nm) et K (2190 nm) dans l'infrarouge.

Exercice 76 : Expliquer les deuxième et troisième égalités dans l'équation précédente.

Habituellement, cette courbe est représentée (Fig. 5.4, droite) sous la forme $A_\lambda/A_{I_C} = f(1/\lambda)$, où l'extinction est rapportée à sa valeur mesurée en bande I_C ($0.8020 \mu\text{m}$). On voit notamment que **l'extinction augmente rapidement du visible à l'UV**, et on caractérise sa pente via le paramètre sans dimension⁴

$$R_V = \frac{A_V}{A_B - A_V} = \frac{A_V}{E(B - V)} \quad (5.2)$$

où A_V et A_B sont respectivement les extinctions en bande V (547 nm) et en bande B (445 nm), et $E(B - V) = A_B - A_V$ est le **rougissement**. Si la loi d'extinction varie d'une ligne de visée à l'autre, on observe en moyenne dans la Galaxie $R_V \approx 3.1$, et si elle dépend notablement de la composition et de la distribution en tailles des poussières, on peut montrer [125, 126] qu'il existe une famille de courbes à un seul paramètre (R_V) les reproduisant raisonnablement bien. Le rougissement et l'extinction visuelle A_V sont tous deux proportionnels à la densité de colonne du gaz [127],

$$\frac{N_H}{E(B - V)} \approx 5.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \quad \frac{A_V}{N_H} \approx 5.3 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2 \quad (5.3)$$

Dans la limite de l'optique géométrique, c'est-à-dire si la taille des grains est grande devant la longueur

3. En pratique, l'infrarouge moyen est suffisant.

4. La pente de la courbe d'extinction dans le visible est inversement proportionnelle à R_V .

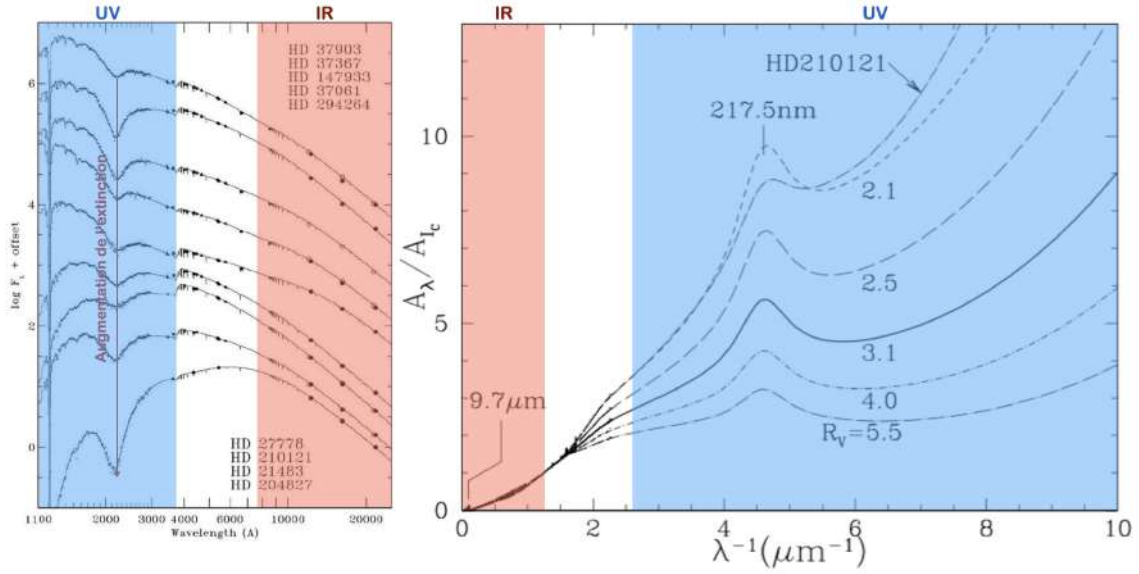


FIGURE 5.4 – Gauche : Spectres de neuf étoiles modérément éteintes, montrant l'effet de l'extinction. Les courbes sont décalées pour une meilleure visibilité. Figure adaptée de [128]. Droite : Courbes d'extinction synthétiques construites avec la paramétrisation de [126]. Figure adaptée de [1].

d'onde ($a \gg \lambda$), l'extinction ne saurait être sélective en longueur d'onde. Or on observe un effet sélectif au moins jusqu'à $\lambda \approx 0.1 \mu\text{m}$, ce qui impose qu'il existe une population de **très petits grains (VSG)**⁵ tels que $a \lesssim \lambda/(2\pi) \approx 0.015 \mu\text{m}$.

L'observation de cette extinction a été complétée au sortir de la deuxième guerre mondiale [129, 130] lorsqu'il a été remarqué que la lumière des étoiles rougie par le passage au travers de nuages poussiéreux était partiellement polarisée linéairement (Fig. 5.5). Le fait que la **fraction de polarisation** est corrélée au rougissement et que les **angles de polarisation** sont corrélés spatialement suggérait une origine interstellaire à ce phénomène. C'est en fait la première signature de la présence d'un champ magnétique interstellaire, dans lequel des grains de poussières non-sphériques seraient alignés.

5.2 Diffusion et absorption par des particules solides

5.2.1 Définitions

On rappelle que la discussion de l'interaction entre le rayonnement et les grains de poussière nécessite l'introduction de **sections efficaces d'absorption** $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$, de **diffusion** $\sigma_{\text{sca}}(\lambda)$, et d'**extinction** $\sigma_{\text{ext}}(\lambda)$, cette dernière étant la somme des deux autres,

$$\sigma_{\text{ext}}(\lambda) = \sigma_{\text{abs}}(\lambda) + \sigma_{\text{sca}}(\lambda) \quad (5.4)$$

Ces sections efficaces dépendent de la longueur d'onde λ . Il faut noter que la section efficace de diffusion est une intégrale sur les directions (θ, ϕ) de diffusion (Fig 5.6, gauche), et qu'on doit définir une **section efficace différentielle de diffusion** $d\sigma_{\text{sca}}/d\Omega$, telle que

$$\sigma_{\text{sca}} = \int \left(\frac{d\sigma_{\text{sca}}}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (5.5)$$

5. Une autre preuve observationnelle de l'existence de très petits grains, probablement des PAH, réside dans l'excès en infrarouge proche ($\sim 3 \mu\text{m}$) observé dans les nébuleuses en réflexion [7] (§2.4.4).

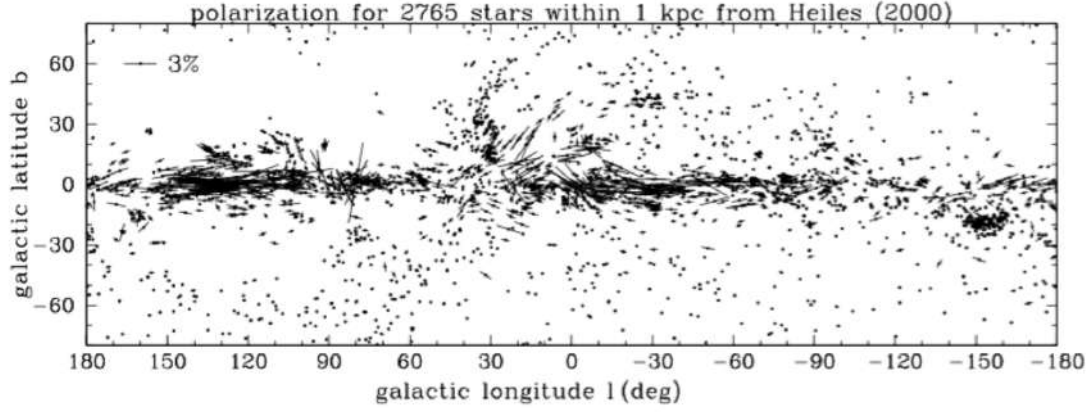


FIGURE 5.5 – Polarisation linéaire des étoiles [131], représentée par des segments dont la longueur correspond à la fraction de polarisation et l'orientation à l'angle de polarisation. Figure issue de [1].

On définit également l'**albedo de simple diffusion** par

$$\omega = \frac{\sigma_{\text{sca}}}{\sigma_{\text{ext}}} \quad (5.6)$$

Pour un grain sphérique de rayon a , on définit des **efficacités** (sans dimension) d'absorption, de diffusion et d'extinction, en rapportant les sections efficaces à la section géométrique, soit

$$Q_{\text{abs}} = \frac{\sigma_{\text{abs}}}{\pi a^2} \quad Q_{\text{sca}} = \frac{\sigma_{\text{sca}}}{\pi a^2} \quad Q_{\text{ext}} = \frac{\sigma_{\text{ext}}}{\pi a^2} \quad (5.7)$$

Notons que pour un grain non-sphérique de volume V , il est usuel d'introduire un rayon effectif $a_{\text{eff}} = (3V/4\pi)^{1/3}$ qui serait celui du grain sphérique de même volume, et de l'utiliser pour définir les efficacités ci-dessus.

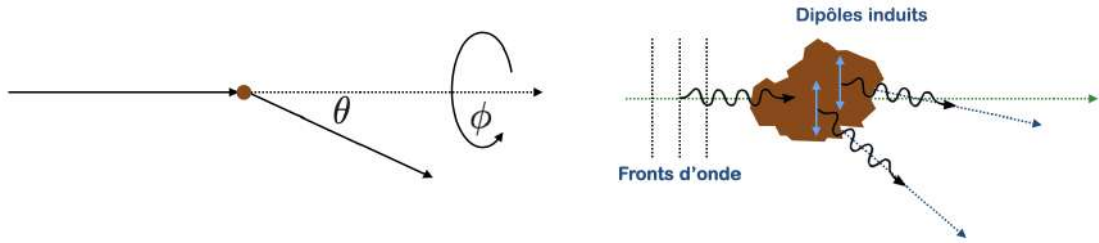


FIGURE 5.6 – Diffusion de la lumière par les grains.

Exercice 77 : Exprimer, sous forme d'une intégrale, la moyenne $\langle \cos \theta \rangle$ de l'angle de diffusion θ , pour une section efficace différentielle donnée, en supposant que les grains sont sphériques.

Exercice 78 : On définit la section efficace de pression de radiation par

$$\sigma_{\text{pr}} = \sigma_{\text{abs}} + (1 - \langle \cos \theta \rangle) \sigma_{\text{sca}} \quad (5.8)$$

Justifier cette expression, toujours en supposant que les grains sont sphériques.

5.2.2 Rappels d'électromagnétisme dans les milieux matériels

Pour comprendre les propriétés d'absorption et de diffusion des poussières, il s'agit de caractériser la **réponse d'un matériau solide à une onde électromagnétique incidente**. Cela fait appel au domaine de l'électromagnétisme dans les milieux matériels⁶, qu'on résume par le biais des **équations de Maxwell**

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_\ell \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j}_\ell \quad (5.9)$$

où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont les champs électrique et magnétique **moyennés sur une échelle mésoscopique**, ρ_ℓ et $\vec{j}_\ell$ sont les **densités de charge et de courant libres**, et $\vec{D}$ et $\vec{H}$ sont respectivement l'**induction électrique** et l'**excitation magnétique**, données par

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (5.10)$$

faisant appel aux vecteurs **polarisation** $\vec{P}$ et **aimantation** $\vec{M}$, qui sont respectivement le moment dipolaire électrique par unité de volume et le moment dipolaire magnétique par unité de volume. Pour fermer le système, on doit relier ces vecteurs $\vec{P}$ et $\vec{M}$ aux champs qui leur donnent naissance. Il est usuel de supposer une **réponse linéaire** pour ces **relations constitutives**, qu'on écrit dans le régime statique (indépendant du temps) comme⁷

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad \vec{D} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \vec{E} \quad (5.11)$$

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad \vec{B} = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H} \quad (5.12)$$

où l'on a introduit la **permittivité électrique** ϵ , la **perméabilité magnétique** μ , et les **susceptibilités électrique et magnétique** χ_e et χ_m ⁸. En régime variable, il faut tenir compte du fait que la réponse du matériau peut avoir un **retard** sur l'excitation. La linéarité du système autorisant à ne considérer que des variations sinusoïdales à la pulsation ω , on travaille en complexes. On écrira alors par exemple⁹

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (5.13)$$

et il faut considérer, pour les grandeurs introduites plus haut, des expressions complexes, dont les éléments (partie réelle et partie imaginaire) dépendent de la pulsation

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega) \quad \chi_e(\omega) = \chi'_e(\omega) + i\chi''_e(\omega) \quad (5.14)$$

La condition de **causalité** impose¹⁰ alors que $\chi''_e > 0$. Un exemple de calcul de susceptibilité complexe est celui du **modèle classique de l'électron élastiquement lié**, pour lequel on trouve un dipôle

$$\vec{p} = \epsilon_0 \alpha(\omega) \vec{E} \quad \alpha(\omega) = \frac{e^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (5.15)$$

où la quantité $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ est la **polarisabilité complexe**, qu'on peut relier simplement à la susceptibilité dans le cas d'un milieu dilué¹¹ de densité n , soit $\chi_e = n\alpha = (\epsilon_r - 1)$. La pulsation propre ω_0

6. On pourra se référer à des ouvrages de licence ou classes préparatoires, par exemple Faroux & Renault, "Electromagnétisme" (volume 2, chapitre 13).

7. On fait ici l'hypothèse d'un milieu **isotrope**, mais ce n'est pas nécessairement le cas des grains interstellaires. Dans le cas contraire, les susceptibilités χ_e et χ_m , la permittivité ϵ et la perméabilité μ sont des tenseurs de rang 2.

8. Dans la suite, on se placera à des fréquences plus grandes que $\mu_B B/h \sim 10$ GHz, pour lesquelles la réponse magnétique peut être ignorée ($\mu_B = q\hbar/2m_e \approx 9.27 \cdot 10^{-24}$ A · m² est le **magnéton de Bohr**). On prendra donc $\mu_r = 1$, ou encore $\chi_m = 0$.

9. Pour alléger les notations, on omet la notation $\text{Re}[\dots]$, normalement indispensable.

10. On peut montrer (voir [3], §1.1.4), que le décalage de phase de $\vec{P}$ par rapport à $\vec{E}$ est $\varphi = \tan \chi''_e / \chi'_e \approx \chi''_e / \chi'_e$ et la causalité impose que cette quantité soit positive.

11. Ce qui permet de traiter les différents dipôles induits comme indépendants.

et l'amortissement γ sont les paramètres du modèle. Dans un milieu condensé, comme les grains, les interactions entre dipôles compliquent le calcul et on aura donc une relation moins simple entre la polarisabilité complexe α d'un élément du solide (un atome à un des nœuds du réseau) et la susceptibilité électrique χ_e ou la permittivité relative ϵ_r du solide dans son ensemble.

Exercice 79 : Revoir le calcul de la polarisabilité dans le modèle de l'électron élastiquement lié.

Dans un milieu diélectrique (sans charge libre) linéaire, homogène, isotrope, et non magnétique, les équations de Maxwell peuvent s'écrire, pour chaque composante harmonique, sous une forme identique à celles dans le vide, à condition de remplacer ϵ_0 par $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$. On peut donc avoir une **propagation d'ondes**, avec des phénomènes de **dispersion** (parce que ϵ dépend de ω) et d'**absorption** (parce qu'il contient une partie imaginaire). En cherchant des solutions en ondes planes progressives monochromatiques dans la direction $\vec{u}$, soit

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad \vec{B} = \vec{B}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (5.16)$$

on obtient la **relation de dispersion** entre le vecteur d'onde $\vec{k} = k\vec{u}$ et la pulsation

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\omega) = \frac{\omega^2}{c^2} m^2(\omega) \quad (5.17)$$

Exercice 80 : Obtenir la relation de dispersion (5.17).

Comme ϵ_r est complexe, le nombre d'onde k l'est également, $k = k' + ik''$, avec $k'' > 0$ parce que $\epsilon'' > 0$. Cette condition exprime l'absorption de l'onde électromagnétique par le milieu. On écrira souvent les propriétés de ce milieu en termes de l'**indice optique** m tel que $m^2 = \epsilon_r$, soit

$$m(\omega) = m'(\omega) + im''(\omega) \quad (5.18)$$

La partie réelle m' est l'habituel **indice de réfraction**, et la partie imaginaire m'' l'**indice d'extinction**. L'indice m comme la permittivité relative ϵ_r sont des caractéristiques du type de matériau constituant le solide, et leur détermination est un sujet de recherche actif de l'astrophysique de laboratoire [132].

Exercice 81 : Exprimer l'atténuation de l'amplitude du champ électrique avec la position x le long de la direction de propagation, puis celle de la puissance électromagnétique (représentée par le **vecteur de Poynting**). En déduire le coefficient d'absorption $\kappa(\omega)$ et la longueur caractéristique d'absorption.

5.2.3 Cas des très petits grains

Pour de très petits grains, c'est-à-dire dont la taille est très petite devant la longueur d'onde du rayonnement considéré, $a \ll \lambda$, on peut supposer que le champ électrique est uniforme sur le volume V du grain, de sorte que les différents dipôles sont en phase et qu'on peut considérer le grain comme un seul dipôle. C'est l'**approximation dipolaire**. Dans ce cas, les **sections efficaces d'absorption et de diffusion** s'écrivent en fonction de la polarisabilité du grain¹²

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{4\pi\omega\alpha''}{c} \quad \sigma_{\text{sca}} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 |\alpha|^2 \quad (5.19)$$

Il existe des solutions analytiques dans le cas des **ellipsoïdes**, et notamment des **sphéroïdes**, pour lesquels deux des trois axes principaux (L_1, L_2, L_3) ont la même dimension. On distingue les sphéroïdes

12. Attention, il s'agit là de la polarisabilité du grain entier, reliant son moment dipolaire au champ électrique, pas celle des atomes le constituant, qui apparaît par exemple dans (5.15).

prolate ($L_1 > L_2 = L_3$, "cigares") des **oblate** ($L_1 = L_2 > L_3$, "crêpes"), comme indiqué sur la Fig. 5.7. Un cas particulier important est celui de la sphère, pour lequel on a

$$\sigma_{\text{abs}} = 18\pi \frac{\epsilon''}{(\epsilon' + 2)^2 + \epsilon''^2} \frac{V}{\lambda} \quad \sigma_{\text{sca}} = 24\pi^3 \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \frac{V^2}{\lambda^4} \quad (5.20)$$

Dans la limite des très petits grains $V \rightarrow 0$, comme $\sigma_{\text{abs}} \propto V$ et $\sigma_{\text{sca}} \propto V^2$, l'absorption l'emporte donc sur la diffusion. À grande longueur d'onde (et donc basses fréquences), la permittivité électrique d'un isolant¹³ est approximativement $\epsilon \approx \epsilon_0 + iA\omega$, où A est une constante. On en déduit que les sections efficaces prennent la forme

$$\sigma_{\text{abs}} = 36\pi^2 \frac{Ac}{(\epsilon_0 + 2)^2} \frac{V}{\lambda^2} \quad \sigma_{\text{sca}} = 24\pi^3 \left(\frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 2} \right)^2 \frac{V^2}{\lambda^4} \quad (5.22)$$

On a alors une section efficace d'extinction dominée par l'absorption et variant comme l'inverse du carré de la longueur d'onde

$$\sigma_{\text{ext}} \approx \sigma_{\text{abs}} \propto \lambda^{-2} \quad (5.23)$$

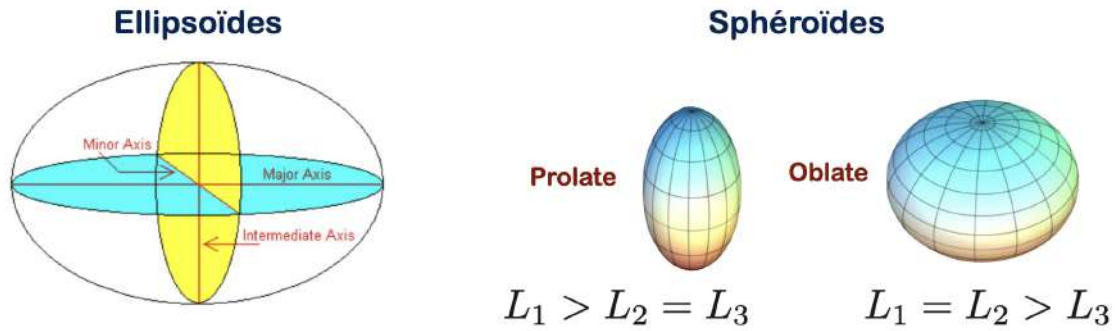


FIGURE 5.7 – Ellipsoïdes et cas particulier des sphéroïdes.

Exercice 82 : Obtenir l'équation (5.22) pour la section efficace d'absorption à partir de (5.20).

5.2.4 Cas des grains de taille comparable à λ

Cas général

Pour les grains de taille comparable à la longueur d'onde, $a \sim \lambda$, c'est-à-dire typiquement dans le visible et l'UV, il faut de manière générale considérer la réponse du matériau en tenant compte de l'hétérogénéité du champ électrique dans le volume du grain, c'est-à-dire le déphasage entre les différents dipôles induits dans le grain par l'onde incidente. L'approximation du dipôle électrique n'est plus valable et il faut résoudre les équations de Maxwell pour une onde plane incidente sur un solide de propriétés (optiques et géométriques) données. Une approximation utile est celle des **dipôles discrets** [133], où l'on considère le solide comme un ensemble de dipôles ponctuels j , caractérisés par des polarisabilités complexes $\alpha_j(\omega)$, liant le champ électrique total (incident et créé par les autres dipôles) au moment dipolaire induit sur le site j . Un code numérique comme DDSCAT permet ce calcul¹⁴.

13. Pour un métal, de conductivité σ_0 à fréquence nulle, on a

$$\epsilon \approx \epsilon_0 + i \left(A\omega + \frac{\sigma_0}{\omega} \right) \quad (5.21)$$

14. <http://ddscat.wikidot.com/>

Théorie de Mie pour les grains sphériques

Dans le cas de grains sphériques, un traitement analytique est possible, via la **théorie de Mie**, qui traite le problème en décomposant le champ électromagnétique en **harmoniques sphériques**. Les paramètres du modèle sont le rapport a/λ et l'indice optique $m(\omega)$. On montre sur la Fig. 5.8 les efficacités d'absorption, de diffusion et d'extinction pour des grains sphériques de rayon a , pour différentes propriétés optiques du matériau constituant le grain¹⁵, en fonction du paramètre $2\pi|m-1|a/\lambda$. Plusieurs points sont à noter :

- L'extinction atteint $Q_{\text{ext}} \sim 3 - 5$ pour $2\pi|m-1|a/\lambda \approx 2$.
- Pour les matériaux peu absorbants ($m'' \ll 1$), on observe des oscillations qui correspondent à des interférences. Ce phénomène est absent pour les matériaux très absorbants.
- Dans la limite $a/\lambda \rightarrow \infty$, on a $Q_{\text{abs}} \approx Q_{\text{sca}} \approx 1$ et donc $Q_{\text{ext}} \approx 2$, la section efficace d'extinction est le double de la section géométrique, ce qui peut sembler étrange (on parle de **paradoxe de l'extinction**), mais s'explique par la diffraction autour du grain.

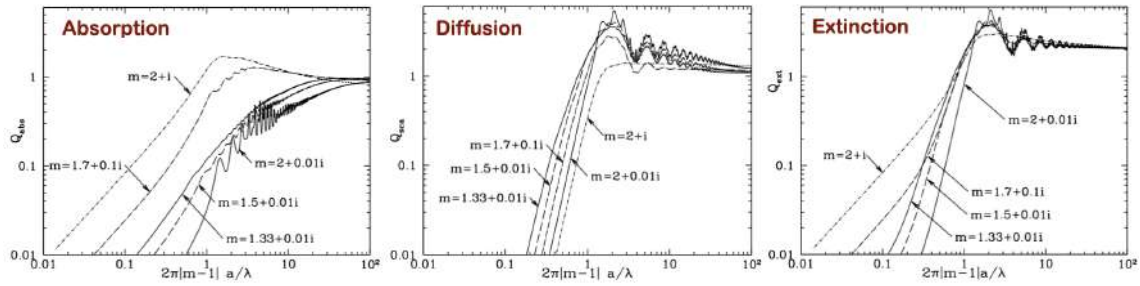


FIGURE 5.8 – Efficacités d'absorption, de diffusion et d'extinction pour des grains sphériques de rayon a , pour différentes propriétés optiques du matériau constituant le grain. Figure adaptée de [1].

5.2.5 Extinction des différents types de grains

Les efficacités présentées sur la Fig. 5.8 sont celles de différents modèles aux propriétés optiques fixées $m = m' + im''$. En considérant des propriétés plus réalistes, correspondant aux matériaux constituant les grains (astrosilicates et grains carbonés, voir plus loin), et donc dépendant de la pulsation ω , on peut construire les efficacités d'extinction pour des grains sphériques de diverses tailles, comme montré sur la Fig. 5.9. On y voit notamment que **les plus gros grains deviennent optiquement épais**, de sorte que $Q_{\text{ext}} \rightarrow 2$ à toutes les longueurs d'onde. D'autre part, la structure en absorption à $\sim 217.5 \text{ nm}$ pour les grains carbonés correspond à celle vue dans la courbe d'extinction de la Fig. 5.4. D'autre part, on peut tirer de cette figure le rapport

$$\frac{1}{R_V} = \frac{Q_{\text{ext}}(\text{B}) - Q_{\text{ext}}(\text{V})}{Q_{\text{ext}}(\text{V})} \quad (5.24)$$

pour différentes tailles de grain (les bandes B et V sont indiquées par des pointillés verticaux). En comparant avec la valeur moyenne observée dans la Galaxie ($R_V \approx 3.1$), on en tire que **les grains responsables de l'extinction ont une taille de l'ordre de $a \sim 0.1 \mu\text{m}$** ([1], §22.7).

15. Supposant ici qu'elles ne varient pas avec la fréquence.

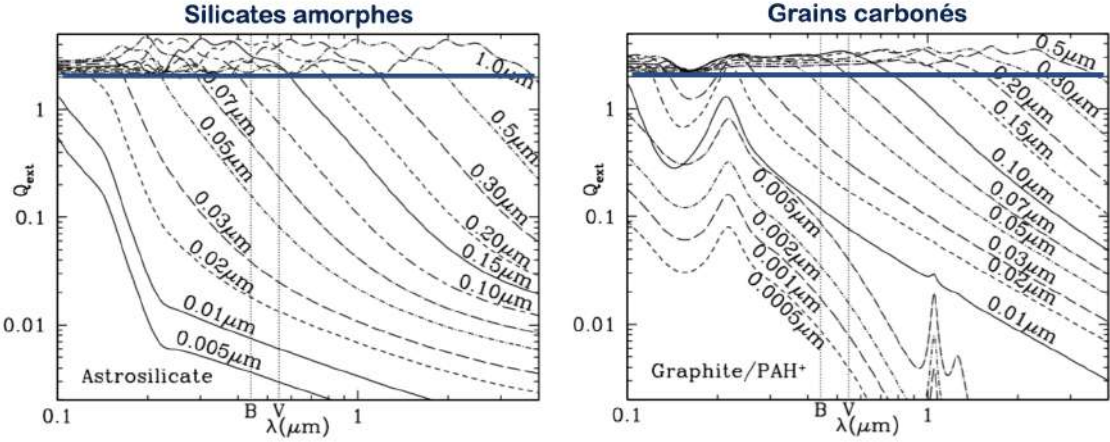


FIGURE 5.9 – Efficacités d'extinction entre l'UV et l'IR, pour des grains sphériques de divers rayons a (indiqués pour chaque courbe), et prenant comme propriétés optiques celles de silicates amorphes MgFeSiO_4 (à gauche), et de grains carbonés (à droite). Figure adaptée de [1].

5.3 Composition et distribution en taille des grains de poussière

5.3.1 Détermination de la composition élémentaire

Contrairement au gaz, dont les composantes sont identifiables au travers de raies spectrales bien définies¹⁶, les structures spectrales associées aux grains sont en général des **continua** ou des **bandes** relativement larges. Il existe néanmoins des diagnostics spectroscopiques, comme on le verra juste après. La détermination des éléments chimiques constituant les grains repose tout d'abord sur l'observation de **déplétions** dans le gaz¹⁷ (Fig. 1.14), ce qui fournit les éléments candidats. Une contrainte supplémentaire est fournie par le rapport $M_d/M_H \sim 0.009$ discuté juste après. L'hydrogène ne pouvant contribuer significativement à la masse des poussières, l'hélium et le néon étant chimiquement inertes, il faut des matériaux relativement **abondants et condensables** : C, O, Fe, Mg, Si, Ni, Ca, Al, ...

5.3.2 Bilan de masse

Contrainte sur la masse totale des grains

Les **relations de Kramers-Kronig** imposent, du fait de la causalité entre excitation et réponse, des contraintes sur les parties réelle et imaginaire de la permittivité relative $\epsilon_r = \epsilon'_r + i\epsilon''_r$, avec

$$\epsilon'_r(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dx \frac{x \epsilon''_r(x)}{x^2 - \omega^2} \quad \epsilon''_r(\omega) = \frac{2}{\pi} \omega \int_0^\infty dx \frac{\epsilon'_r(x) - 1}{\omega^2 - x^2} \quad (5.25)$$

Purcell [134] en a tiré une relation entre le volume du grain V et la section efficace σ_{ext}

$$V = \frac{1}{3\pi^2 F} \int_0^\infty \sigma_{\text{ext}}(\lambda) d\lambda \quad (5.26)$$

où $F \sim 1$ est une fonction de la forme et de la permittivité électrique statique¹⁸ des grains. La courbe d'extinction n'est pas connue sur l'ensemble du spectre, mais seulement sur le domaine $\sim 0.1 \mu\text{m} -$

16. Même si la question de l'identification dépend de mesures en laboratoire difficiles, et que l'augmentation de la sensibilité fournit des données observationnelles atteintes par la confusion entre raies.

17. On mesure les abondances dans le gaz par spectroscopie d'absorption, et on fait l'hypothèse que les abondances solaires sont celles du MIS en général.

18. c'est-à-dire dans la limite $\omega \rightarrow 0$.

30 μm , avec une intégrale estimée à

$$\int_{0.1 \mu\text{m}}^{30 \mu\text{m}} \frac{\tau_{\text{ext}}}{N_{\text{H}}} d\lambda \approx 1.1 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3 \quad (5.27)$$

Par conséquent, on en tire une limite inférieure sur **le rapport de masse poussière-gaz**

$$\frac{M_{\text{d}}}{M_{\text{H}}} \gtrsim 0.0083 \left(\frac{\rho_{\text{d}}}{3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}} \right) \quad (5.28)$$

qui fournit une contrainte forte pour les modèles de poussières (ρ_{d} est la masse volumique des grains). On voit ici la justification de prendre habituellement un rapport massique gaz-poussière de ~ 100 .

Exercice 83 : Obtenir la relation (5.28) à partir de (5.26) et (5.27). On prendra comme estimation $F \approx 0.8$ d'après [1].

Différents types de grains

Si des incertitudes subsistent quant à la composition des grains, le bilan de masse global est plutôt bien compris. Les grains représentent une masse totale de 0.9% de la masse du gaz, dont

- 28% dans des grains **carbonés** de masse volumique $\rho_{\text{d}} \approx 3.8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$: hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH), fullérènes, graphite, carbones amorphes.
- 72% dans des **astrosilicates** de masse volumique $\rho_{\text{d}} \approx 2.2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, contenant Mg, Al, Si, Ca, Fe, Ni, O, et particulièrement :
 - des **silicates** comme le pyroxène $\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_3$ ou l'olivine $\text{Mg}_{2x}\text{Fe}_{2-2x}\text{SiO}_4$.
 - des **oxydes métalliques** comme SiO_2 , MgO , Fe_3O_4 , ...
 - des **carbures métalliques**¹⁹ comme SiC ou SiC_2 .

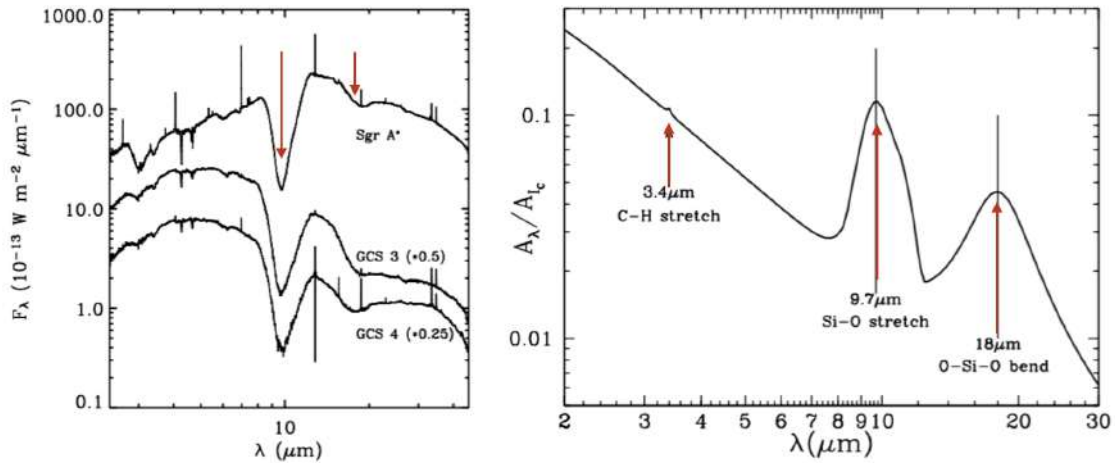


FIGURE 5.10 – Spectres observés en direction du centre Galactique, montrant les structures en absorption à 9.7 μm et 18 μm (à gauche) et courbe d'extinction en infrarouge proche déduite de ces observations (à droite). Figures adaptées de [135].

19. L'observation de telles espèces en phase gaz dans les enveloppes d'étoiles évoluées est un indice qu'elles forment les graines initiales des poussières.

5.3.3 Diagnostics spectroscopiques

On observe différents "features" intenses dans les courbes d'extinction, associés à des modes particuliers des espèces présentes dans la matrice des grains ou dans les manteaux de glace à leur surface.

Signatures des silicates

Dans le cas des silicates, on observe en laboratoire des structures aux alentours de $10\ \mu\text{m}$ et de $20\ \mu\text{m}$, associées respectivement à des **modes d'allongement** de la liaison Si – O et de **pliure** du groupement O – Si – O. On pense que ce sont ces modes à l'origine des structures en extinction observées dans le MIS à $9.7\ \mu\text{m}$ et à $18\ \mu\text{m}$ (Fig. 5.10). Comme ces structures sont larges, les silicates sont plus probablement **amorphes** que **cristallins**. Il s'agit probablement essentiellement d'olivine.

Signatures des PAH

La structure en extinction très proéminente à $217.5\ \text{nm}$ dans les courbes d'extinction est vraisemblablement associée à la liaison C–C dans des grains carbonés de type graphitique, dont les **hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH)** sont des fragments (constitués de ~ 30 à ~ 500 carbones). Il y a d'autres structures spécifiques de ces espèces (Fig. 5.11), notamment en **émission**²⁰ à 3.3 , 6.2 , 7.6 , 8.6 , 11.3 , 12.0 , 12.7 et $13.6\ \mu\text{m}$. Ces bandes, qui peuvent représenter $\sim 20\%$ de la luminosité IR totale dans une galaxie à formation d'étoiles, sont attribuées à des **transitions vibrationnelles** dans les PAH, chaque bande correspondant à un mode particulier (allongement, pliure). En substituant un hydrogène par des groupements différents (CN, OH, ...) ou en considérant les **cations** PAH^+ et les **anions** PAH^- , on peut modifier les signatures spectrales. On estime que **de 10 à 15% du carbone interstellaire pourrait se trouver dans les PAH**.

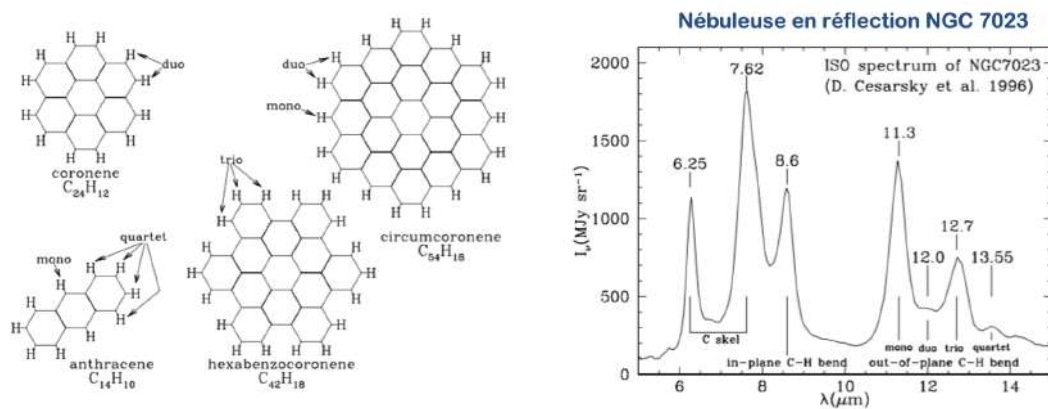


FIGURE 5.11 – Quelques PAH (à gauche) et signatures en émission des PAH dans la nébuleuse en réflexion NGC7023 (à droite). Figure adaptée de [1].

Les bandes interstellaires diffuses

Dans le visible, on observe des structures nettement plus faibles que celles discutées jusqu'à présent, les **bandes interstellaires diffuses** (DIB, Fig. 5.12). On en connaît plus de 400 entre $390\ \text{nm}$ et $820\ \text{nm}$. Elles sont trop larges pour être associées à des atomes, des ions ou des petites molécules, et si certaines sont définitivement identifiées comme provenant de **fullérènes ionisés** comme C_{60}^+ [136], beaucoup échappent encore à l'identification. S'il se confirme que ces fullérènes sont les porteurs de ces bandes, ils pourraient représenter jusqu'à 1% du carbone interstellaire.

20. Ces émissions peuvent être excitées par l'absorption d'un photon unique par les plus petits PAH.

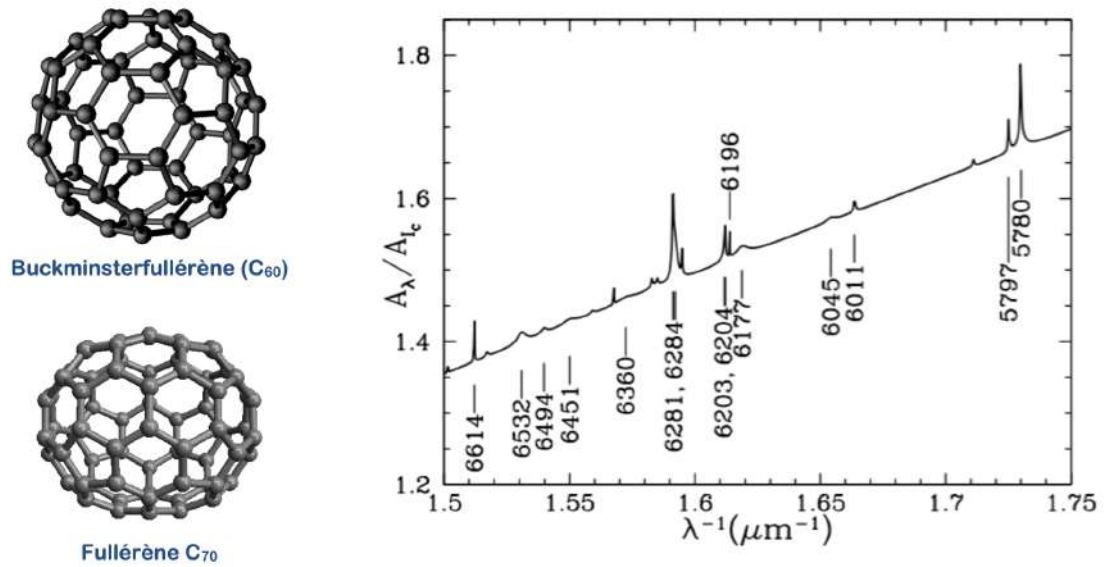


FIGURE 5.12 – Exemples de fullérènes (à gauche) et courbe d'extinction dans le visible montrant quelques unes des bandes interstellaires diffuses (DIB). Figure adaptée de [1].

Signatures des glaces

On note aussi des signatures des **manteaux de glaces** composés de molécules condensées à la surface des grains (essentiellement H_2O , CO , CO_2 , NH_3 , CH_3OH , ...). En particulier, on voit, dans les zones suffisamment enfouies ($A_V \gtrsim 3.3$) une signature en absorption à $3.1 \mu\text{m}$ associée à un mode d'allongement de la liaison O – H de l'eau, et une autre à $4.67 \mu\text{m}$ associée à un mode d'allongement de la liaison C – O de CO (Fig. 5.13). Les données JWST (Fig. 5.14) promettent de grandes avancées dans la compréhension de ces glaces.

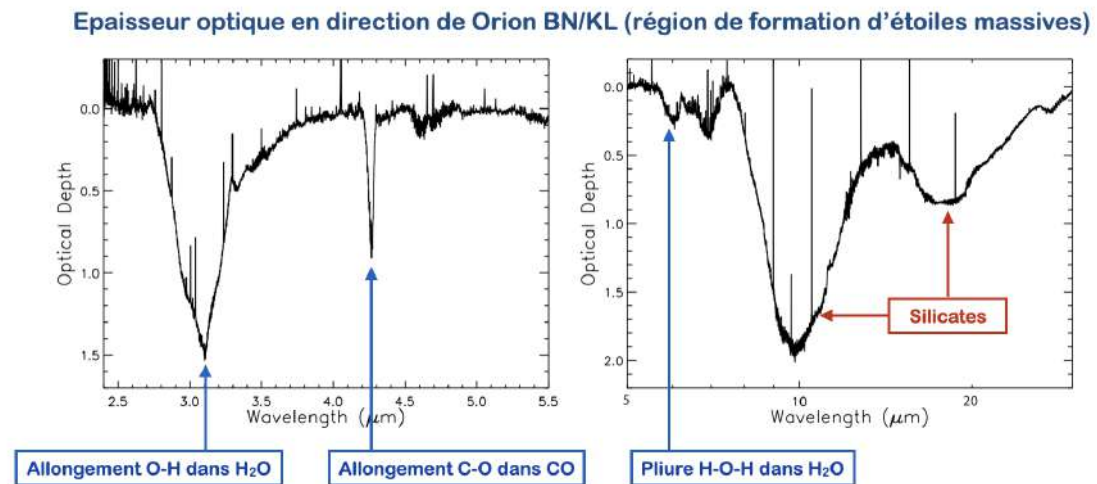


FIGURE 5.13 – Spectres en absorption en direction de la région de formation stellaire Orion BN/KL montrant des signatures de glaces interstellaires. Figure adaptée de [137].

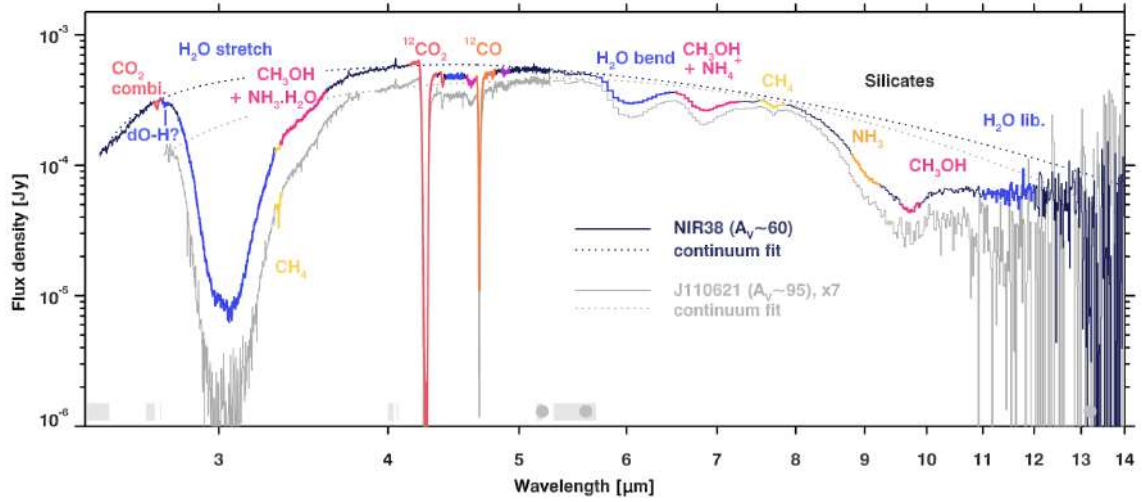


FIGURE 5.14 – Spectres en absorption observés avec JWST/NIRSpec et JWST/MIRI au travers de nuages fortement éteints ($A_V \sim 60$ et $A_V \sim 95$). Figure issue de [138].

5.3.4 Modèles de poussières

Un **modèle de poussières** consiste à se donner la **composition** de la poussière (éventuellement en incluant différentes populations), la **géométrie** des grains, et la **distribution des tailles** de grains. L'objectif est de reproduire, à partir de ce modèle, les contraintes observationnelles, notamment la courbe d'extinction, les structures en émission, et les propriétés de polarisation²¹ avec leurs dépendances spectrales. Les modèles usuels [139, 140] font appel à deux populations, des silicates amorphes d'une part et des grains carbonés d'autre part (y compris des PAH, vus comme les plus petits des grains carbonés, avec $a < 0.005 \mu\text{m}$). Un modèle de distribution des tailles classique est celui dit MRN [141], pour lequel le nombre dn de grains par intervalle da de rayon s'écrit, pour $a_{\min} < a < a_{\max}$ ²²,

$$\frac{dn}{da} \propto a^{-3.5} \quad (5.29)$$

Les distributions sont en réalité plus complexes dans la plupart des modèles de poussières, avec des tailles variant typiquement entre quelques Å et $\sim 2 \mu\text{m}$. La Fig. 5.15 montre les distributions de tailles de grains pour deux de ces modèles, et les courbes d'extinction synthétiques qu'on en tire.

5.4 La température des grains

5.4.1 Position du problème

La température traduit le contenu en énergie interne U dans les modes vibrationnels du réseau solide que constitue le grain, et éventuellement dans ses niveaux électroniques peu excités. La relation $U(T)$ fait intervenir la **capacité calorifique** C du grain, avec

$$U(T) = \int_0^T C(\theta) d\theta \quad (5.30)$$

La température des grains est déterminée par la compétition des processus de chauffage et de refroidissement. Le chauffage des grains se fait via deux processus majeurs :

21. Ce qui implique en particulier qu'il existe une population de grains non-sphériques.

22. Dans l'article original [141], les domaines de validité de cette forme sont $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ - $a_{\max} = 1 \mu\text{m}$ pour les grains graphitiques et $a_{\min} = 0.025 \mu\text{m}$ - $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$ pour les autres types de grains.

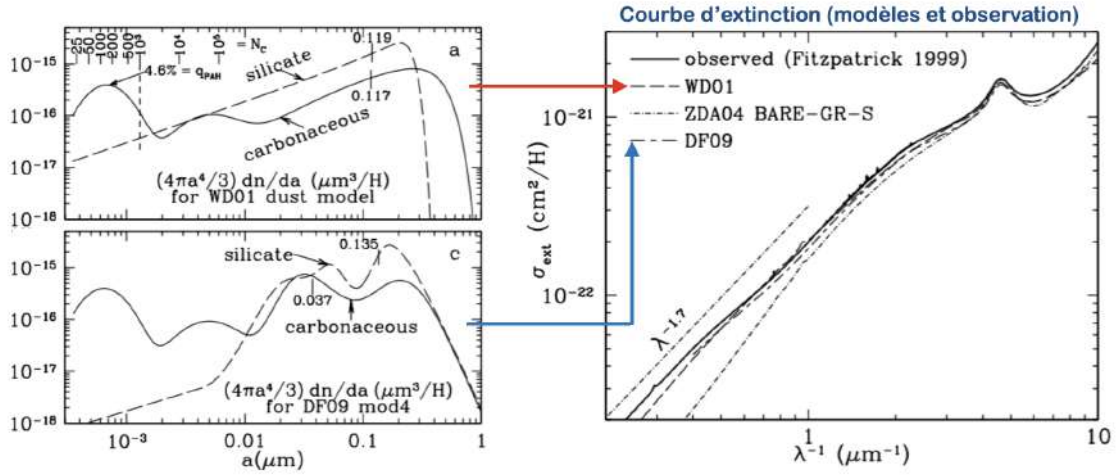


FIGURE 5.15 – Exemples de distributions de tailles des silicates et des grains carbonés dans les modèles de [142] (en haut à gauche) et de [140] (en bas à gauche). Le panneau de droite montre les courbes d'extinction synthétiques correspondantes, comparées à un autre modèle et aux observations [126].

- Un **chauffage radiatif** par absorption des photons stellaires (UV et visible). Ce processus domine dans la majeure partie du MIS.
- Un **chauffage par collisions inélastiques** avec les atomes et molécules. Ce processus peut devenir dominant dans les régions denses²³.

Les grains, portés à des températures de quelques dizaines de K tout au plus²⁴, vont émettre dans l'infrarouge, domaine où le milieu est optiquement mince. On a donc un **refroidissement radiatif** dans l'IR. Pour calculer la température des grains, il est cependant essentiel de distinguer le cas des **gros grains** (typiquement $a \gtrsim 0.03 \mu\text{m}$) de celui des **très petits grains** (comme les PAH).

En effet, pour les premiers, l'énergie interne du grain est typiquement très supérieure à celle des photons UV responsables du chauffage, $U \gg h\nu$, de sorte que la variation de température provoquée par l'absorption d'un photon unique est²⁵

$$\delta T = \frac{h\nu}{C(T)} \ll \frac{U}{C} \sim T \quad (5.31)$$

On aura donc des fluctuations très faibles de température à chaque absorption de photon, et on peut donc traiter le problème classiquement, la notion de **température d'équilibre** ayant un sens.

Pour les très petits grains, en revanche, on aura $h\nu \gtrsim U$, de sorte que

$$\delta T = \frac{h\nu}{C(T)} \gtrsim \frac{U}{C} \sim T \quad (5.32)$$

et la température de ces grains va varier fortement à chaque absorption. Il est nécessaire, dans ce cas, de traiter le problème quantiquement (c'est-à-dire de considérer le caractère discret de l'apport d'énergie) et on ne peut pas définir de véritable "température d'équilibre". Dans les sections suivantes, on traite ces deux cas séparément.

23. On ne traitera pas ce processus, mais il est à noter que, comme les grains peuvent être chauffés collisionnellement et radiativement, leur température pourra être généralement différente de celle du gaz.

24. Dans la majeure partie du MIS, loin de toute étoile.

25. On peut imaginer prendre une capacité calorifique indépendante de la température, pour fixer les idées.

Exercice 84 : Estimer l'énergie interne U d'un grain carboné de taille $a = 0.1 \mu\text{m}$ à la température $T = 10 \text{ K}$ et la comparer à celle d'un photon UV. Faire de même pour un grain de taille $a = 10 \text{ \AA}$. Conclure.



FIGURE 5.16 – Scénarii possibles de conversion de l'énergie d'un photon absorbé par un grain.

5.4.2 Le cas des grains classiques

Chauffage radiatif des gros grains

L'absorption d'un photon par le grain provoque une **excitation électronique**, qui peut avoir plusieurs conséquences possibles (Fig. 5.16) :

- Si l'énergie est suffisante ($\gtrsim 5 \text{ eV}$), l'électron peut être arraché, c'est l'**effet photo-électrique**.
- La désexcitation peut se faire selon une cascade radiative, avec émission de photons de plus basse énergie, c'est le phénomène de **luminescence**, observé dans le visible ($600 - 800 \text{ nm}$) sous forme d'**émission rouge étendue** (ERE).
- La désexcitation peut se faire par transfert de l'énergie vers les nombreux modes de vibrations du réseau, c'est le processus de **chauffage** auquel on s'intéresse ici.

En ignorant la faible fraction d'énergie convertie dans les deux premières voies, le **taux de chauffage** d'un grain de rayon a (c'est-à-dire l'augmentation de son énergie interne par unité de temps du fait de l'absorption des photons) s'écrit sous la forme

$$\left(\frac{dU}{dt}\right)_{\text{abs}} = \int \frac{u_\nu d\nu}{h\nu} h\nu c \sigma_{\text{abs}}(\nu) = \int u_\nu Q_{\text{abs}}(\nu) c \pi a^2 d\nu \quad (5.33)$$

en utilisant l'efficacité d'absorption $Q_{\text{abs}}(\nu)$, qu'on représente sur la Fig. 5.17 pour le cas de silicates et de grains carbonés de différentes tailles. Comme elle dépend de la fréquence (**l'essentiel de l'absorption se situant dans l'UV et le visible**) et de la taille des grains, on introduit une **efficacité d'absorption moyennée sur le spectre** de la radiation chauffant le grain

$$\langle Q_{\text{abs}} \rangle_\star = \frac{\int u_\nu Q_{\text{abs}}(\nu) d\nu}{\int u_\nu d\nu} = \frac{\int u_\nu Q_{\text{abs}}(\nu) d\nu}{u_\star} \quad (5.34)$$

où $u_\star$ est la densité d'énergie du rayonnement chauffant le grain. On a alors

$$\left(\frac{dU}{dt}\right)_{\text{abs}} = \langle Q_{\text{abs}} \rangle_\star c \pi a^2 u_\star \quad (5.35)$$

En particulier, si on prend comme champ de rayonnement un champ ayant la même distribution spectrale que l'ISRF (*Interstellar Standard Radiation Field*), on a une densité d'énergie $u_\star = \mathcal{U} u_{\text{ISRF}} =$

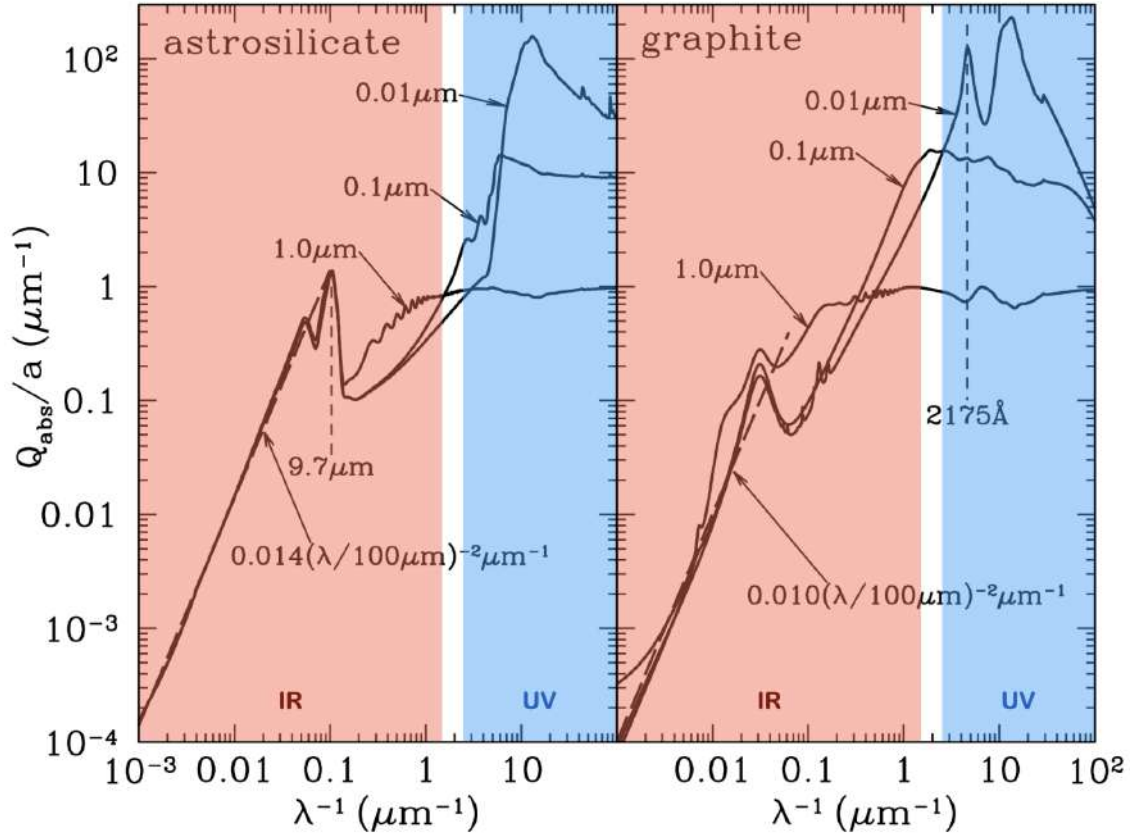


FIGURE 5.17 – Efficacités d'absorption rapportées au rayon a (équivalentes à la section efficace rapportée au volume du grain), pour les silicates et les grains carbonés de différentes tailles (0.01 à 1 μm). Figure adaptée de [1].

$1.05 \cdot 10^{-12} \mathcal{U} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$, avec $\mathcal{U}$ un paramètre de mise à l'échelle qui vaut 1 pour l'ISRF de [36]. Les efficacités moyennes d'absorption pour les silicates et les grains carbonés dans ce champ de rayonnement sont présentées, en fonction de leur taille, sur la Fig. 5.18. On note que

$$\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\text{ISRF}} \approx 0.8 \left(\frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{0.85} \quad \text{Grains carbonés de } 0.005 \text{ à } 0.15 \mu\text{m} \quad (5.36)$$

$$\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\text{ISRF}} \approx 0.18 \left(\frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{0.6} \quad \text{Silicates de } 0.01 \text{ à } 1 \mu\text{m} \quad (5.37)$$

Refroidissement radiatif des gros grains

Le refroidissement des grains procède par émission de photons IR. Pour établir l'expression du **taux de refroidissement**, il faut noter que la **loi de Kirchhoff** relie l'émission à l'absorption, avec

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T_d) = n_d \sigma_{\text{abs}}(\nu) B_\nu(T_d) \quad (5.38)$$

faisant intervenir la fonction de Planck à la température des poussières T_d . Dans cette équation, l'émissivité j_ν est une puissance émise par unité de volume du MIS, par intervalle de fréquence, et par

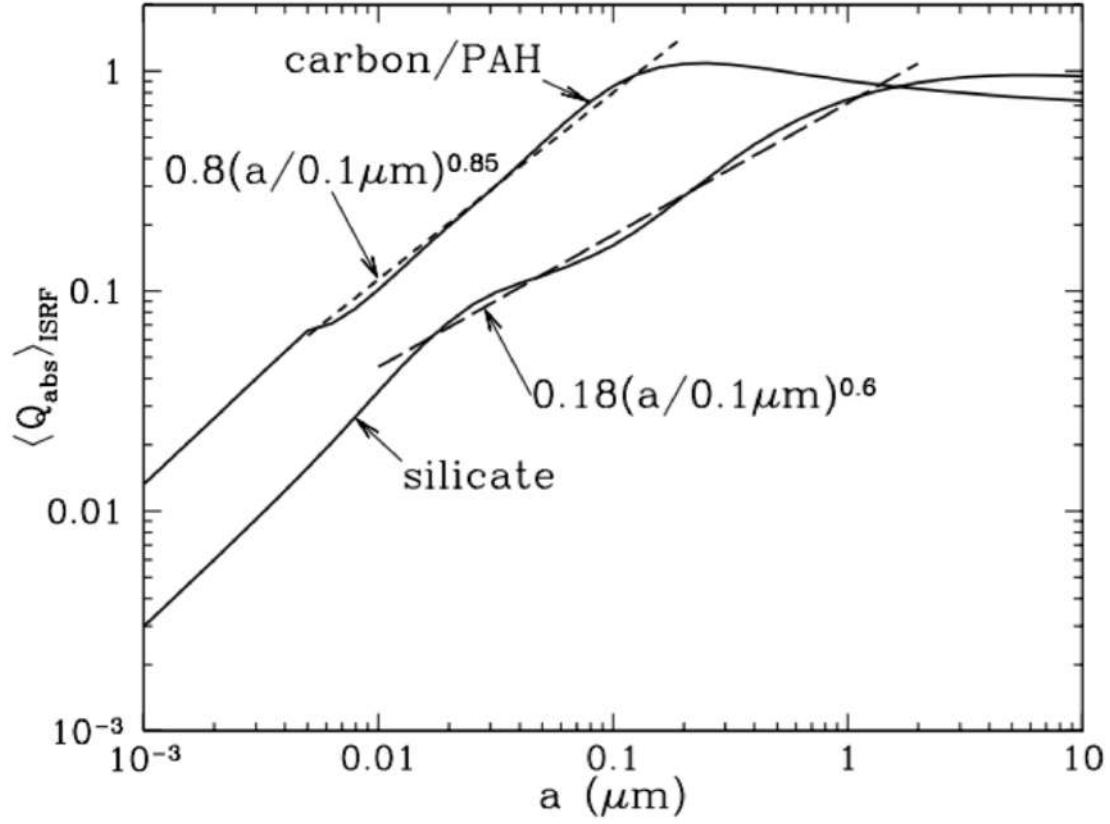


FIGURE 5.18 – Efficacités moyennes d'absorption pour les silicates et les grains carbonés dans l'ISRF de [36] en fonction de leur taille a . Figure issue de [1].

unité d'angle solide. Pour un seul grain (afin d'équilibrer le taux de chauffage de 5.33), la puissance émise dans toutes les directions sur l'ensemble du spectre est alors

$$\left(\frac{dU}{dt}\right)_{\text{em}} = \int 4\pi\sigma_{\text{abs}}(\nu)B_{\nu}(T_d)d\nu = 4\pi^2a^2 \int Q_{\text{abs}}(\nu)B_{\nu}(T_d)d\nu \quad (5.39)$$

On peut réécrire cette expression en faisant apparaître une **efficacité d'absorption moyennée sur le spectre thermique des grains** et la **loi de Stefan**

$$\left(\frac{dU}{dt}\right)_{\text{em}} = 4\pi a^2 \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d} \sigma T_d^4 \quad \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d} = \frac{\int Q_{\text{abs}}(\nu)B_{\nu}(T_d)d\nu}{\int B_{\nu}(T_d)d\nu} \quad (5.40)$$

Exercice 85 : Établir l'expression (5.40).

La température des poussières étant de quelques dizaines de K, le rayonnement sera essentiellement dans l'IR. Dans ce domaine, comme le montre la Fig. 5.17, on a typiquement $Q_{\text{abs}} \propto a\lambda^{-\beta}$ avec $\beta \approx 2$. Avec un tel modèle en loi de puissance pour l'efficacité d'absorption (étendu à tout le spectre), soit $Q_{\text{abs}} = Q_0 a(\nu/\nu_0)^{\beta}$, on obtient

$$\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d} = \frac{15}{\pi^4} \Gamma(4+\beta) \zeta(4+\beta) Q_0 a \left(\frac{k_B T_d}{h\nu_0} \right)^{\beta} \propto a T_d^{\beta} \quad (5.41)$$

où Γ et ζ sont les fonctions "Gamma" et "zeta" d'Euler. On trouve en particulier que

$$\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d} \sim 10^{-6} \left(\frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right) \left(\frac{T_d}{1 \text{ K}} \right)^2 \quad (5.42)$$

pour les silicates et les grains carbonés²⁶, ces derniers présentant des variations plus importantes autour de cette forme du fait que Q_{abs}/a est moins bien représenté par une loi de puissance en $\lambda^{-\beta}$ (voir la Fig. 5.17).

Exercice 86 : Établir l'expression (5.41).

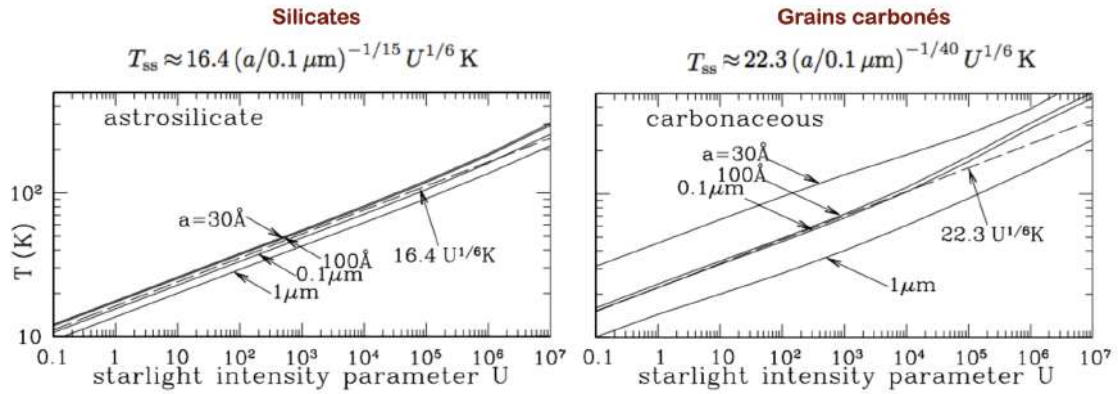


FIGURE 5.19 – Température d'équilibre des silicates et des grains carbonés dans un champ de rayonnement ayant le spectre de l'ISRF, en fonction de l'intensité $\mathcal{U}$ du champ, et pour différentes tailles de grains. Figure adaptée de [1].

Température d'équilibre des gros grains

Pour déterminer la température d'équilibre T_d , on écrit l'égalité entre chauffage et refroidissement,

$$\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star} c \pi a^2 u_{\star} = 4 \pi a^2 \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d} \sigma T_d^4 \quad (5.43)$$

Pour un modèle de section efficace d'absorption dans l'IR en loi de puissance, on en déduit

$$T_d = \left(\frac{h\nu_0}{k_B} \right)^{\beta/(4+\beta)} \left[\frac{\pi^4 \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star} c u_{\star}}{60 \Gamma(4+\beta) \zeta(4+\beta) Q_0 a \sigma} \right]^{1/(4+\beta)} \propto \left(\frac{u_{\star} \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star}}{a} \right)^{1/(4+\beta)} \quad (5.44)$$

Exercice 87 : Établir l'expression (5.44).

Si on suppose de plus un champ de rayonnement ayant le spectre de l'ISRF, avec un paramètre d'échelle $\mathcal{U}$, on a des dépendances assez faibles de la température d'équilibre sur la taille des grains, leur composition, et $\mathcal{U}$, comme le montre la Fig. 5.19, où les comportements indiqués²⁷ sont

$$T_d \approx 16.4 \left(\frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{-1/15} \mathcal{U}^{1/6} \text{ K} \quad (\text{Silicates}) \quad (5.45)$$

$$T_d \approx 22.3 \left(\frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{-1/40} \mathcal{U}^{1/6} \text{ K} \quad (\text{Grains carbonés}) \quad (5.46)$$

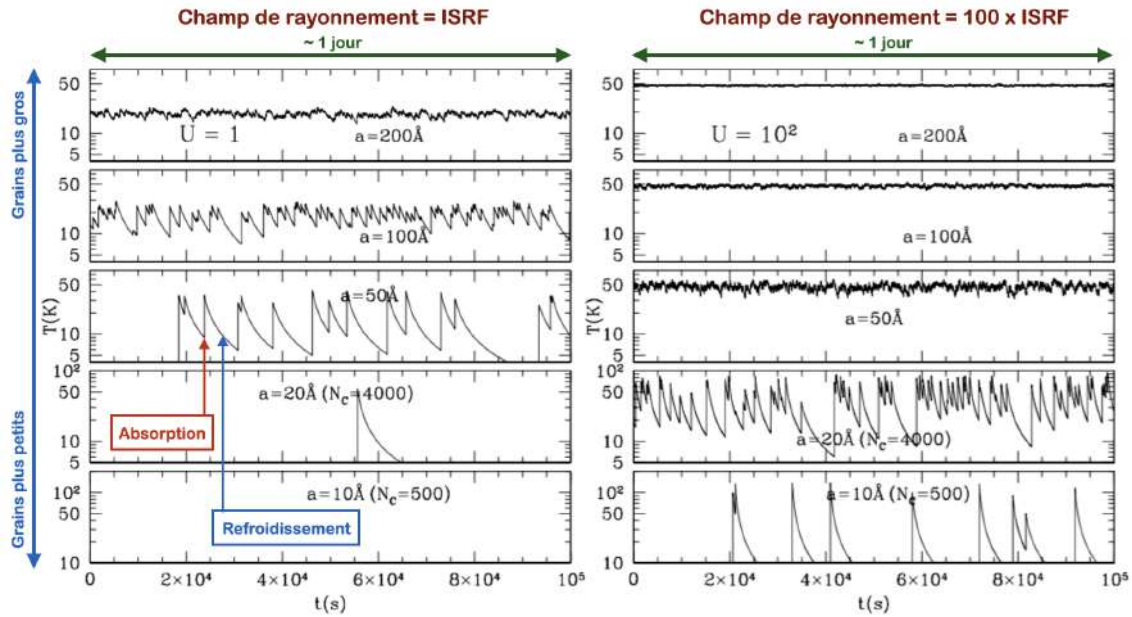


FIGURE 5.20 – Évolution de la température de grains de différentes tailles (de plus en plus petits de haut en bas) pendant une journée environ, dans un environnement correspondant à l'ISRF ($U = 1$, à gauche) ou beaucoup plus intense ($U = 100$, à droite). Figure adaptée de [1].

Exercice 88 : Vérifier les lois d'échelles de T_d en fonction de a et U pour les grains silicatés et carbonés, données par les relations (5.45) et (5.46).

5.4.3 Le cas des très petits grains

Comme on l'a dit, pour un très petit grain, chaque évènement d'absorption d'un photon lui ajoute une énergie comparable à l'énergie déjà contenue dans le grain, de sorte que celui-ci est **fortement chauffé stochastiquement**. Portés à des températures élevées ($T \gtrsim 100$ K), ces grains vont **briller dans l'infrarouge proche**²⁸ et ainsi se refroidir entre deux évènements d'absorption, qui sont d'autant plus rares que le grain est petit. On peut voir, sur la Fig. 5.20, l'évolution de la température de grains de différentes tailles (de plus en plus petits de haut en bas) pendant une journée environ, dans un environnement correspondant à l'ISRF ($U = 1$, à gauche) ou beaucoup plus intense ($U = 100$, à droite).

Exercice 89 : Pouvez-vous imaginer un modèle simple permettant de rendre compte de la forme des courbes de refroidissement entre deux évènements d'absorption sur la Fig. 5.20 ?

On voit donc que pour les plus petits grains, il n'y a **pas de température d'équilibre à proprement parler**, et il faut raisonner en termes de **distribution de probabilité de la température**²⁹, en introduisant la probabilité dP de trouver, pour un grain donné à un instant donné, une température comprise entre T et $T + dT$. Cette probabilité dépend de la taille et de la composition du grain, ainsi que du rayonnement absorbé (intensité et spectre), elle peut être obtenue par **simulation Monte-Carlo** [143]

26. On trouvera les formes précises dans [1].

27. Là aussi, le comportement des grains carbonés n'est pas exactement le bon en fonction de la taille, du fait que Q_{abs}/a est moins bien représenté par une loi de puissance en $\lambda^{-\beta}$.

28. Ils vont notamment contribuer aux structures en émission à 7.7, 8.6 et 11.3 μm .

29. On fait ici l'hypothèse raisonnable d'**ergodicité**.

de l'évolution temporelle $T(t)$ (comme sur la Fig. 5.20) ou par calcul direct [144]. On observe (Fig. 5.21) une **distribution large pour les petits grains**, et de plus en plus étroite pour les gros grains.

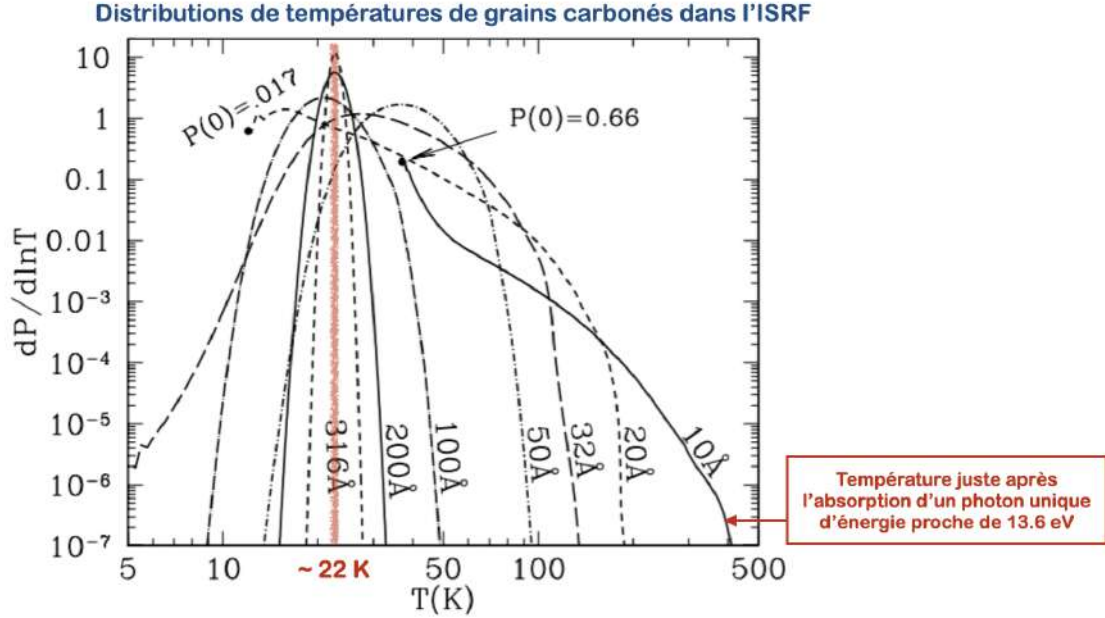


FIGURE 5.21 – Distribution de probabilité des températures de grains carbonés, pour différentes tailles. Figure adaptée de [1].

5.4.4 Spectre d'émission des grains

Le modèle de poussières détermine la distribution des tailles, la composition, et les sections efficaces d'absorption. Comme on vient de le voir, le champ de rayonnement détermine alors la distribution des températures de chaque population de grains. L'émission étant thermique, donc de fonction source $B_\nu(T)$ pour chaque population de température T , l'**émissivité globale** est alors³⁰

$$j_\nu = \sum_i \int \frac{dn_i}{da} da \int \frac{dP}{dT}(i, a) dT \sigma_{\text{abs}}(\nu; i, a) B_\nu(T) \quad (5.47)$$

où la somme discrète porte sur les différentes espèces (graphites et silicates), la première intégrale sur la distribution en taille des grains de cette espèce, la seconde sur la distribution en température des grains de cette espèce et de cette taille, et les deux derniers facteurs expriment la loi de Kirchhoff. Un exemple de spectre d'émission synthétique est présenté sur la Fig. 5.22, pour différentes valeurs de l'intensité $\mathcal{U}$ du champ de rayonnement. On remarque que le pic large d'émission dans le FIR se déplace selon

$$\lambda_{\text{FIR}} \approx 140 \mathcal{U}^{-1/6} \mu\text{m} \quad (5.48)$$

qu'on peut relier, par une formule rappelant la **loi de déplacement de Wien**, à l'évolution de la température des gros grains selon $T_d \propto \mathcal{U}^{1/6}$. On remarque aussi des pics beaucoup plus étroits dans le MIR et NIR, qui correspondent à l'émission des PAH, et ne se déplacent pas lorsque $\mathcal{U}$ varie. Il faut noter que, si l'on souhaite interpréter le spectre d'émission IR d'une galaxie entière, il faut prendre garde au mélange d'intensités $\mathcal{U}$ qui lui donne naissance.

30. On rappelle la loi de Kirchhoff pour une émission thermique, qui donne $j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T_d) = n_d \sigma_{\text{abs}}(\nu) B_\nu(T_d)$.

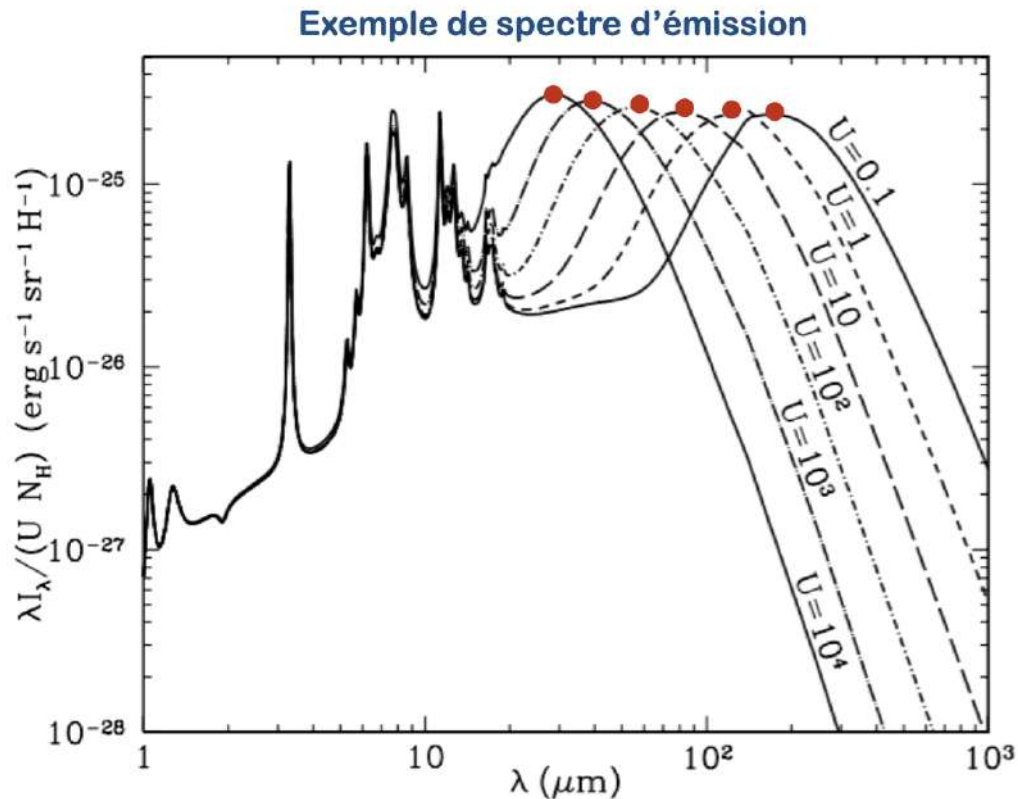


FIGURE 5.22 – Spectres synthétiques d'émission des poussières, pour différentes valeurs de l'intensité $\mathcal{U}$ du champ de rayonnement. Le point rouge marque le pic d'émission large dans le FIR, qui se déplace avec $\mathcal{U}$. Figure adaptée de [1].

5.5 La charge électrique des grains

5.5.1 Acquisition de charge électrique

Les grains peuvent acquérir une charge électrique de différentes manières :

- Par **collisions** avec des particules du gaz chargées électriquement (électrons et ions), qui intègrent la matrice du grain en lui ajoutant donc leur charge.
- Par **effet photoélectrique**, arrachement d'un électron du grain par absorption d'un photon UV.
- Par **émission secondaire**, arrachement d'un électron du grain par collision avec un électron très énergétique qui n'intègre pas le grain.
- Par **effet de champ**, arrachement d'un électron (respectivement, d'un ion) de surface lorsqu'un grain acquiert un potentiel fortement négatif (respectivement, positif).

Dans ce qui suit, on traite des deux premiers processus, qui sont dominants.

5.5.2 Acquisition de charge par collisions

Section efficace de collision et taux de collision

On considère l'interaction Coulombienne entre un grain chargé ("cible") et une particule chargée ("projectile"), comme représenté sur la Fig. 5.23, en considérant le grain, beaucoup plus lourd, comme fixe. Si E est l'énergie du projectile, la conservation du moment cinétique par rapport au centre du

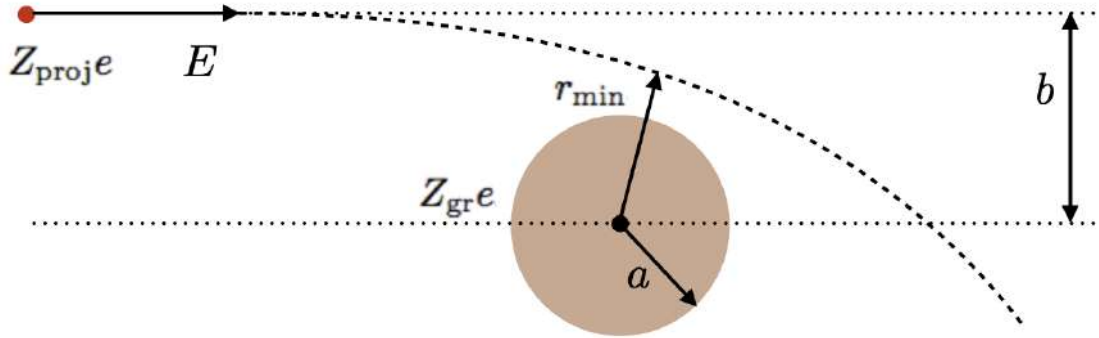


FIGURE 5.23 – Interaction Coulombienne entre un grain sphérique de rayon a et de charge électrique $Z_{\text{gr}}e$, et une particule du gaz, de masse m et de charge électrique $Z_{\text{proj}}e$.

grain et la conservation de l'énergie permettent de relier E à la **distance minimale d'approche** r_{min} et au **paramètre d'impact** b . Un projectile d'énergie E entrera en collision avec le grain si $r_{\text{min}} \leq a$, donc, en posant $r_{\text{min}} = a$, on peut déterminer la valeur maximale $b_{\text{max}}(E)$ pour laquelle il y a collision. On en déduit alors la **section efficace de collision** ³¹

$$\sigma(E) = \pi a^2 \left[1 - \frac{Z_{\text{gr}} Z_{\text{proj}} q^2}{a E} \right] \quad (5.49)$$

Exercice 90 : Établir la relation (5.49) et commenter le rôle du signe de $Z_{\text{gr}} Z_{\text{proj}}$.

Pour obtenir le taux de collision, on intègre sur la distribution en énergie des particules chargées, soit typiquement une distribution de Maxwell-Boltzmann à la température T , ce qui donne

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{coll}} = n_{\text{proj}} \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} \sigma(E) v(E) f(E) dE = \pi a^2 n_{\text{proj}} \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} F(Z_{\text{proj}} \phi) \quad (5.50)$$

où l'on a fait apparaître le **facteur de focalisation de Coulomb** F , qui modifie le taux de collision par rapport au cas d'un grain neutre, le paramètre $\phi = Z_{\text{gr}} q^2 / (ak_B T)$ caractérisant cette charge du grain,

$$F(x) = \begin{cases} 1 - x & \text{pour } x < 0 \\ e^{-x} & \text{pour } x \geq 0. \end{cases} \quad (5.51)$$

Exercice 91 : Que représente la borne inférieure de l'intégrale, E_{min} ? On pourra raisonner par exemple sur le cas d'une interaction répulsive.

Exercice 92 : Établir la relation (5.50). Discuter le sens physique de F pour les deux signes de ϕ .

Équilibre de charge dans le cas d'un plasma

Si l'on considère un plasma, les grains acquièrent leur charge majoritairement au travers de ce processus collisionnel, avec les électrons (densité n_e , masse m_e , charge $-e$) et les ions (densité n_i , masse m_i , charge $Z_i e$). Si un grain est initialement déchargé, les collisions avec les électrons sont plus

31. On a posé $q^2 = e^2 / (4\pi\epsilon_0)$.

fréquentes (car ils sont plus nombreux³² et plus rapides) qu'avec les ions. Le grain acquiert ainsi une charge négative, de sorte que le facteur de Coulomb fait diminuer le taux de collision avec les électrons et augmenter celui avec les ions. À l'équilibre, on a

$$\frac{Z_i n_i s_i}{\sqrt{m_i}} (1 - Z_i \phi) = \frac{n_e s_e}{\sqrt{m_e}} e^\phi \quad (5.52)$$

Dans cette équation, s_i et s_e sont des **coefficients de collage** pour les ions et les électrons respectivement, représentant la probabilité que le projectile, une fois entré en collision, soit intégré au grain.

Exercice 93 : Établir la relation 5.52.

À titre d'exemple, pour un plasma d'hydrogène avec $s_e = s_i = 1$, on trouve $\phi \approx -2.504$, ce qui correspond à une charge de grain (en unités de la charge élémentaire e)

$$Z_{\text{gr}} \approx -150 \left(\frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right) \left(\frac{T}{10^4 \text{K}} \right) \quad (5.53)$$

Exercice 94 : Montrer que $\phi \approx -2.504$ dans le cas particulier évoqué ici et établir la relation (5.53).

5.5.3 Effet photoélectrique

Dans ce processus, on rappelle que l'excitation d'un électron du grain par absorption d'un photon peut être suffisante pour l'arracher. Il est caractérisé par un **rendement photoélectrique** (*yield* en anglais) $Y_{\text{pe}}(h\nu, a, \Phi)$ qui dépend de l'énergie du photon $h\nu$, de la composition du grain, de sa taille a , et de son potentiel électrostatique Φ . Cette grandeur représente le nombre moyen de photoélectrons résultant de l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$. Il vaut typiquement entre 0.01 et 2, augmente avec l'énergie du photon et est plus important pour les plus petits grains³³. Le rendement photoélectrique peut être mesuré en laboratoire, mais il est difficile à calculer théoriquement³⁴. Le **taux d'éjection de photoélectrons** s'écrit

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{pe}} = \int \frac{u_\nu}{h\nu} c \pi a^2 Q_{\text{abs}}(\nu) Y_{\text{pe}} d\nu \quad (5.54)$$

5.5.4 Distribution des charges des grains dans le MIS diffus

Dans le MIS diffus, la densité des photons UV $u_\nu d\nu/(h\nu)$ est sensiblement la même que celle des électrons libres $n_e f(E) dE$, mais la vitesse qui intervient dans le taux (5.54) est la vitesse de la lumière, beaucoup plus grande que la vitesse $v(E)$ des électrons dans (5.50). Si Y_{pe} n'est pas trop petit, **l'effet photoélectrique domine sur l'acquisition de charge par collision** et le grain est donc porté à un potentiel $\Phi > 0$. Cette charge positive fait décroître le rendement photoélectrique Y_{pe} et la focalisation Coulomb attire les électrons vers le grain. Il s'établit donc un **équilibre**, qu'on écrit sous la forme³⁵

$$n_i s_i \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_i}} F\left(\frac{e\Phi}{k_B T}\right) + \int \frac{u_\nu c}{h\nu} Q_{\text{abs}}(\nu) Y_{\text{pe}}(h\nu, a, \Phi) d\nu = n_e s_e \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}} F\left(-\frac{e\Phi}{k_B T}\right) \quad (5.55)$$

Cette équation est implicite en Φ , et permet de déterminer (numériquement) le **potentiel et la charge d'équilibre des grains**. Ceux-ci ayant une distribution de tailles, on a aussi une distribution des charges.

32. Sauf bien entendu dans un plasma de pur hydrogène.

33. Il peut dépasser l'unité du fait des ionisations secondaires et de l'effet Auger.

34. Notamment parce qu'il existe de multiples trajets possibles dans le solide avant d'atteindre la surface, mais aussi parce que l'absorption n'est pas uniformément équiprobable sur le volume du grain.

35. On suppose ici que les ions sont uniquement des protons.

Il faut noter que cette approche traite Φ et la charge Z_{gr} comme des variables continues, et qu'il faut donc adapter le calcul, en résolvant une équation sur la distribution (discrète) des charges si la solution semble pointer vers $|Z_{\text{gr}}| \lesssim 10$. En moyennant sur le temps pour un grain donné, on obtient le potentiel moyen en fonction de la taille du grain, pour différentes compositions et différents environnements (densité et température du gaz), représenté sur la Fig. 5.24. On retiendra que **les grains sont chargés positivement** et que **les potentiels les plus importantes sont portés par les grains de taille $a \sim 0.02 \mu\text{m}$** .

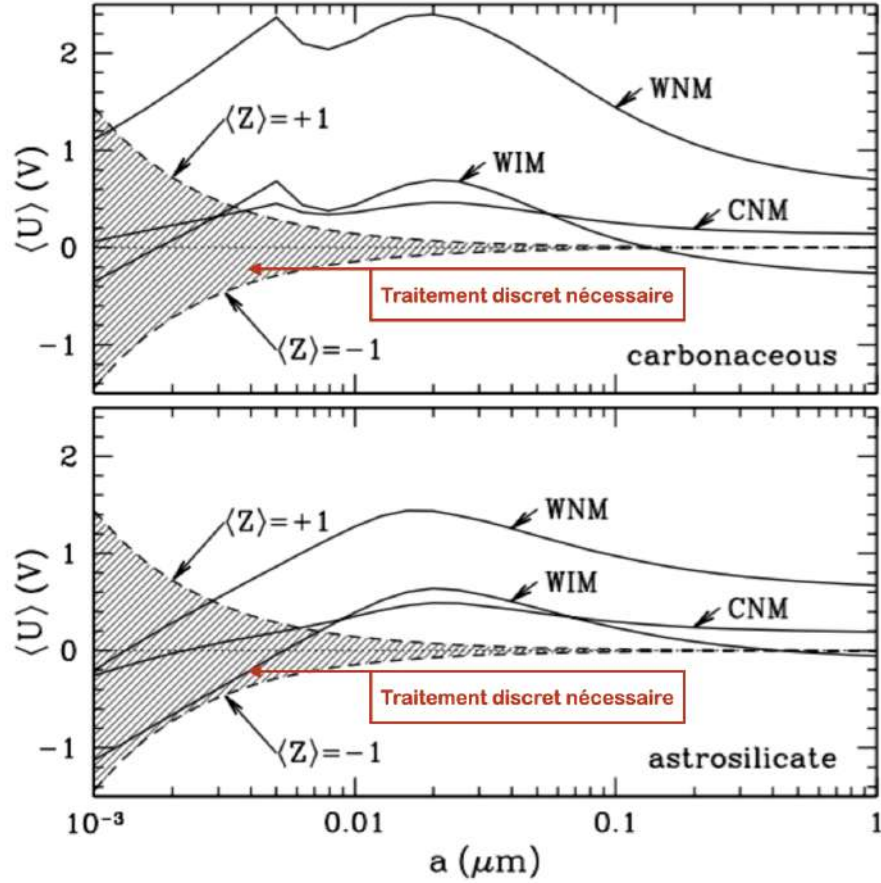


FIGURE 5.24 – Potentiel électrostatique moyenné sur le temps $\langle \Phi \rangle$, pour des grains carbonés (en haut) et des silicates (en bas), en fonction de leur taille. Les différentes courbes correspondent aux différents environnements (WIM, WNM, CNM). Les zones hachurées sont telles que la charge moyenne est < 1 et nécessitent donc un traitement discret. Figure adaptée de [1].

5.6 Dynamique des grains

La dynamique des grains (mouvements de translation et de rotation) est importante à plus d'un titre, pour ce qui concerne le **couplage gaz-grain**, la **fragmentation** des grains, ou encore le **couplage au champ magnétique**.

5.6.1 Dynamique translationnelle

Force de traînée

Le gaz (ions, atomes)³⁶ exerce une **force de traînée** sur les grains, que ces particules soient agrégées au grain dans la collision ou qu'elles subissent une réflexion (c'est-à-dire que les collisions soient élastiques ou non). Cette force F_{drag} dépend [145, 146] de la taille a du grain, de la température T , des densités $\{n_i\}$ des collisionneurs ioniques, des énergies cinétiques $m_i v_i^2/2$ des collisionneurs, du potentiel électrostatique Φ du grain et de la densité électronique n_e (qui participe à l'effet d'**écranage**).

On peut estimer de deux manières un **temps caractéristique** sur lequel cette force modifie le mouvement du grain, en considérant soit le temps τ_M au bout duquel une masse de gaz égale à la masse du grain l'a heurté, soit le temps τ_{drag} au bout duquel la force F_{drag} a absorbé la quantité de mouvement du grain. Ces deux temps ont pour expressions³⁷

$$\tau_M = \frac{\sqrt{2\pi}}{3} \frac{\rho_d a}{n_H \sqrt{m_H k_B T}} \quad \tau_{\text{drag}} = \frac{M_{\text{grain}} v}{F_{\text{drag}}} \approx \frac{3}{4} \tau_M \quad (5.56)$$

Dans un gaz neutre diffus, sans mouvement supersonique, on trouve que ces deux temps sont de l'ordre de 10^5 an pour des grains de $0.1 \mu\text{m}$, ce qui est assez court et permet donc le **couplage efficace entre gaz et grains**.

Exercice 95 : Établir l'expression (5.56) du temps τ_M .

Force de Lorentz

Pour un grain chargé électriquement, une autre force à prendre en compte est la **force de Lorentz**. Le temps caractéristique correspondant est celui du parcours de l'orbite autour d'une ligne de champ, qui s'écrit en fonction de la taille du grain, de sa masse volumique, de son potentiel électrostatique et du champ magnétique comme

$$\tau_B = 450 \left(\frac{\rho_d}{3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ V}}{|\Phi|} \right) \left(\frac{5 \mu\text{G}}{B} \right) \text{ an} \quad (5.57)$$

Exercice 96 : Justifier la forme fonctionnelle de τ_B .

Force de pression de radiation

Le rayonnement reçu par les grains est souvent anisotrope, de sorte qu'il en résulte un effet net de **pression de radiation**, qui peut provoquer la mise en mouvement des grains par rapport au gaz (c'est le cas dans les régions HII par exemple). De plus, l'éjection d'électron ou d'ions³⁸ suite à l'absorption d'un photon est alors également anisotrope, ce qui implique un **effet de recul**. L'expression de la force de pression de radiation est

$$F_{\text{pr}} = \langle \sigma_{\text{pr}} \rangle \frac{\mathcal{F}_{\text{rad}}}{c} \quad (5.58)$$

où $\mathcal{F}_{\text{rad}}$ est le flux radiatif net reçu par le grain et σ_{pr} est la section efficace de pression de radiation (voir 5.2.1). La moyenne doit être prise sur le spectre de la radiation reçue. Les vitesses de dérive associées varient de quelques $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les plus petits grains ($\sim 100 \text{ nm}$) dans le CNM à $\sim 1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les plus gros grains ($\sim 1 \mu\text{m}$) dans le WNM.

36. La contribution des électrons est en général négligeable, car leur impulsion $p_e = m_e v_e \sim \sqrt{m_e k_B T}$ est très faible devant celle des ions du fait du rapport des masses.

37. On considère ici uniquement un gaz d'hydrogène, il conviendrait d'inclure un facteur adéquat pour tenir compte par exemple de l'hélium.

38. Ce phénomène, qu'on n'a pas discuté, est appelé **sputtering**.

Effet Poynting-Robertson

La combinaison de la pression de radiation avec le phénomène d'**aberration de la lumière** sur un grain orbitant autour d'une étoile a une conséquence importante, sous la forme de l'**effet Poynting-Robertson**, schématisé sur la Fig. 5.25. Du fait de l'aberration, le rayonnement semble provenir, dans le référentiel du grain, d'une direction légèrement de face, avec un angle $\beta = v/c$ par rapport à la direction radiale. Le flux radiatif reçu orthoradialement par le grain est alors

$$\mathcal{F}_{\text{rad}} = \frac{\beta L_{\star}}{4\pi R^2} \quad (5.59)$$

où $L_{\star}$ est la luminosité de l'étoile et R le rayon de l'orbite. La force de pression de radiation associée à ce flux radiatif selon l'équation (5.58) confère un couple de freinage au grain, ce qui implique une réduction de son moment cinétique orbital, sur une échelle de temps

$$\tau_{\text{PR}} = \frac{16\pi \rho_d a c^2 R^2}{3 \langle Q_{\text{pr}} \rangle L_{\star}} \approx 8.3 \cdot 10^3 \left(\frac{\rho_d}{3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{a}{1 \mu\text{m}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ UA}} \right) \frac{1}{\langle Q_{\text{pr}} \rangle} \left(\frac{1 L_{\odot}}{L_{\star}} \right) \text{ an} \quad (5.60)$$

ce qui montre que les grains de poussières microniques ont un temps de vie très court et doivent avoir probablement **coagulé** dans une phase antérieure d'évolution, les particules centimétriques pouvant orbiter pendant plusieurs dizaines de millions d'années.

Exercice 97 : Établir l'expression du temps caractéristique τ_{PR} donnée dans (5.60).

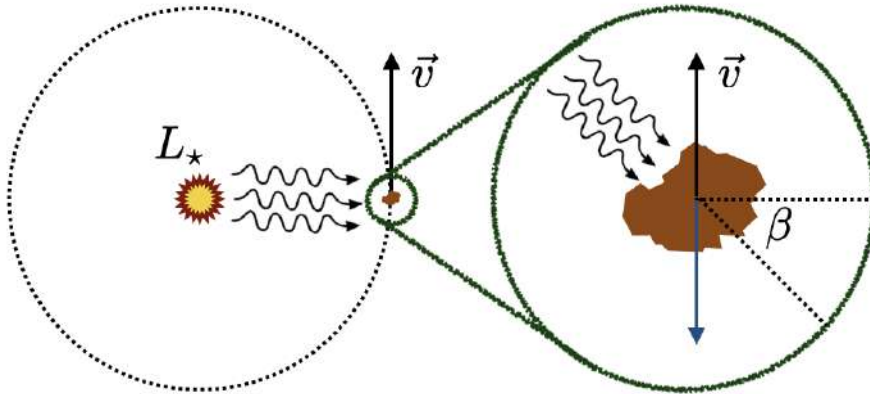


FIGURE 5.25 – Effet Poynting-Robertson

5.6.2 Dynamique rotationnelle

Fréquence de rotation

En considérant un grain sphérique en rotation, et en exprimant son énergie cinétique de rotation au travers d'une **température de rotation** T_{rot} , on obtient que la fréquence de rotation du grain s'écrit

$$f_{\text{rot}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{45}{8\pi} \frac{k_B T_{\text{rot}}}{\rho_d a^5}} \quad (5.61)$$

Exercice 98 : Établir la relation (5.61) et faire l'application numérique.

À une température rotationnelle de 100 K, un grain de $0.1 \mu\text{m}$ tourne à une fréquence de 46 kHz, mais pour les très petits grains comme les PAH ($\sim 1 \text{ nm}$), cette fréquence monte à 4.6 GHz. Pour ces mêmes grains, le chauffage par absorption d'un photon unique³⁹ peut justement les amener à des températures rotationnelles élevées, possiblement **suprathermales** ($T_{\text{rot}} \sim 100 \text{ K} \gg T_{\text{gaz}}$). Si de plus ils ont un moment dipolaire électrique, ils peuvent émettre par cette rotation un rayonnement dipolaire électrique détectable. C'est probablement l'origine de l'**émission micro-ondes anormale (AME)**, observable à quelques dizaines de GHz (Fig. 5.26).

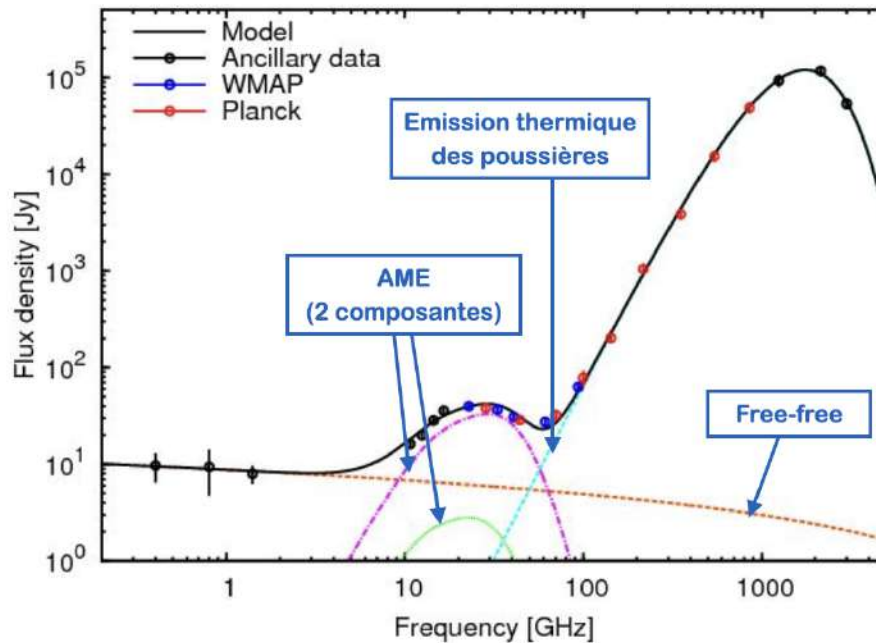


FIGURE 5.26 – Observations (*Planck* et *WMAP*) et modélisation du spectre moyen observé sur le ciel entre 200 MHz et 5 THz, montrant les différentes composantes de l'émission, notamment l'AME. Figure adaptée de [147].

Alignement des grains non-sphériques dans le champ magnétique

L'observation d'une polarisation en extinction dans le visible et en émission dans le submillimétrique résulte de l'**alignement des grains**, non-sphériques, dans le champ magnétique local (Fig. 5.27). Statistiquement, les grains sont alignés avec leur **grand axe perpendiculaire au champ $\vec{B}$** , ce qui provoque une absorption plus forte de la composante du champ électrique perpendiculairement à ce champ et donc une polarisation linéaire partielle en sortie, parallèlement à $\vec{B}$. L'émission étant proportionnelle à l'absorption selon la loi de Kirchhoff, la polarisation linéaire partielle en émission est, elle, perpendiculaire au champ magnétique. Pour que cet alignement ait lieu, il y a deux étapes :

- Un alignement du vecteur rotation $\vec{\Omega}$ avec le moment cinétique $\vec{L}$;
- Un alignement du moment cinétique $\vec{L}$ sur le champ magnétique $\vec{B}$.

39. D'autres processus peuvent contribuer à conférer un moment cinétique aux grains :

- La formation de H_2 ;
- L'émission photo-électrique ;
- Les collisions des atomes et ions sur les surfaces irrégulières des grains ;
- La diffusion de la lumière sur les surfaces irrégulières des grains.

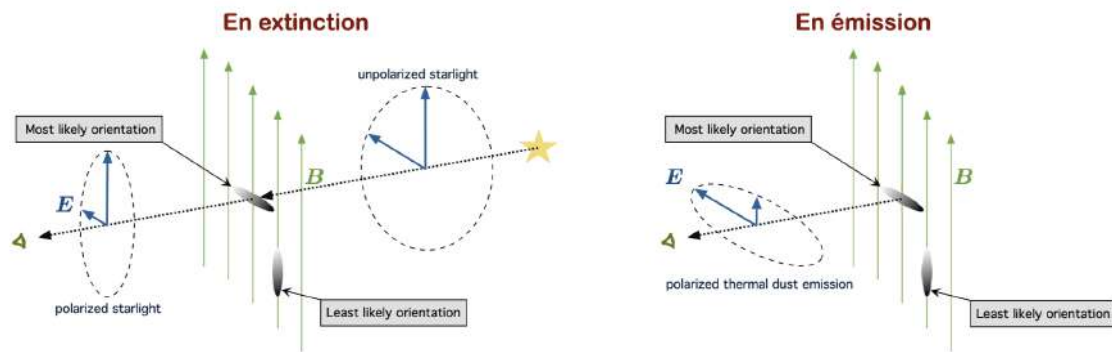


FIGURE 5.27 – Interprétation de la polarisation observée en extinction (à gauche) et en émission (à droite), par l'alignement statistique des grains dans le champ magnétique interstellaire.

Dans le détail, le problème de l'alignement des grains est encore ouvert, notamment sur la dépendance en la taille des grains⁴⁰ et la nécessité de maintenir une rotation suprathernale des grains, bien que des idées émergent [148].

40. Les grains $> 0.1 \mu\text{m}$ sont significativement alignés, ceux $< 0.05 \mu\text{m}$ le sont peu.

La formation des étoiles

La question de la formation stellaire a pris corps au cours des années 1940, avec l'étude des étoiles de type **T Tauri**, qu'on trouve dans des nuages sombres, dont il a été réalisé qu'elles représentaient une **étape primitive des étoiles de type solaire**, qui doivent avoir condensé à partir du matériau de ces nuages. Les deux décennies suivantes furent consacrées au développement de **modèles de l'effondrement**, avant que les avancées technologiques permettent de **sonder les nuages dans l'infrarouge**¹, levant le problème de l'extinction. Ce champ de recherche est toujours très actif, d'autant plus qu'il se connecte avec celui de la **formation des (exo)planètes**.



FIGURE 6.1 – Formation stellaire dans la galaxie spirale M74 (à gauche, données HST), dans la galaxie "starburst" M82 (au centre, composite des données X avec Chandra en bleu, infrarouge avec Spitzer en rouge, et visible avec HST) et dans les galaxies en interaction des Antennes (à droite, données HST).

6.1 Observations de la formation stellaire

6.1.1 Les sites de formation stellaire : associations OB, T et R

La formation stellaire est observée dans **tous les types de galaxies** : dans les bras des galaxies spirales, dans les galaxies "irrégulières" comme les nuages de Magellan², dans les galaxies dites à **flambée d'étoiles** ("starburst"), ou encore dans les galaxies en interaction (Fig. 6.1, où la formation

1. Dans l'infrarouge proche d'abord, accessible depuis le sol, puis dans l'infrarouge moyen et lointain, où l'extinction est encore plus faible, mais qui n'est accessible que depuis l'espace. Le lancement d'IRAS en 1983 a ouvert ce champ.

2. La nébuleuse de la Tarentule (30 Doradus) dans le LMC est l'une des régions de formation stellaire les plus actives qu'on connaisse.

stellaire est tracée par les régions HII apparaissant en H α). Dans notre Galaxie, on observe une formation **inhomogène spatialement**, certaines régions étant très actives (W49, Orion) et d'autres beaucoup moins (Taurus), et privilégiant³ la **formation en groupes** de 10 à 10⁷ membres. Comme les étoiles naissent dans des régions denses du MIS, les nuages moléculaires, potentiellement obscurcis par la poussière présente, on distinguera les **amas enfouis**, révélés par l'observation en infrarouge, des **sous-groupes** visibles en optique, plus évolués et ayant dispersé la majorité de leur nuage parent.

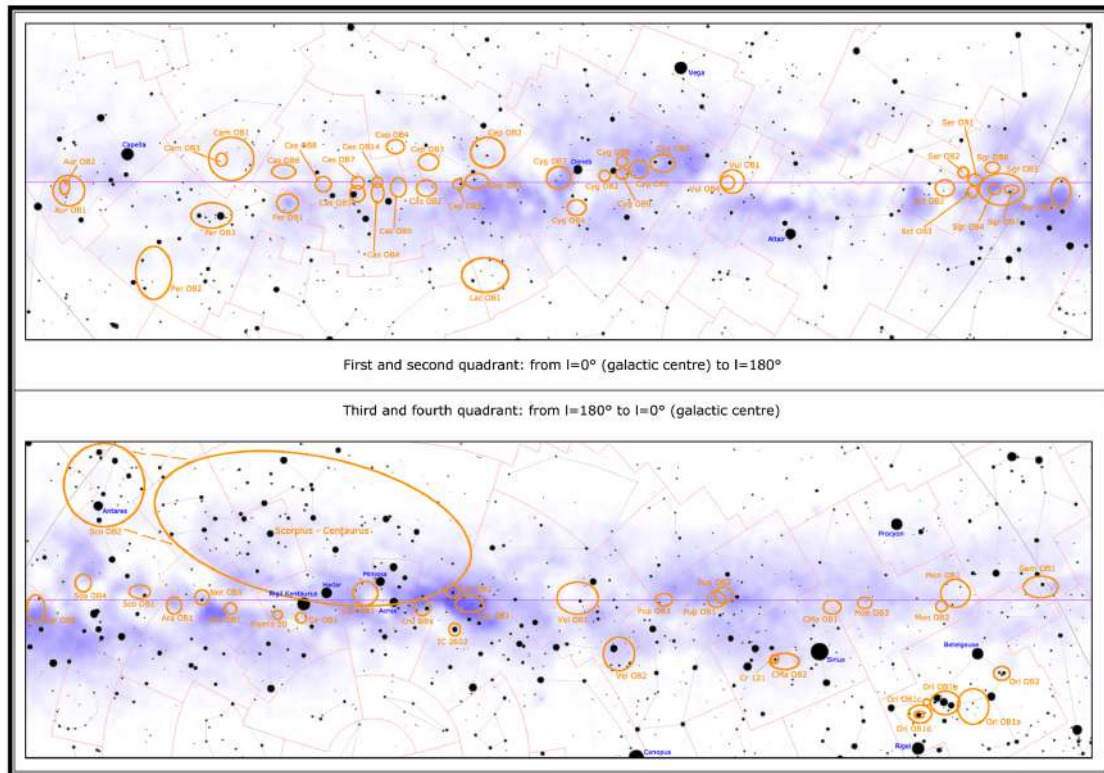


FIGURE 6.2 – Les principales associations au voisinage du plan Galactique (R. Mura / Wikipedia).

En fonction de la présence ou non d'étoiles massives dans le groupe, la dispersion du gaz sera plus ou moins efficace, de sorte qu'on distinguera⁴ :

- Les **associations OB**, qui contiennent quelques dizaines de membres, des étoiles jeunes et massives, sur des tailles de l'ordre de 10 à 200 pc (Fig. 6.2). Elles sont formées dans les GMC, non liées gravitationnellement, elles dispersent rapidement le gaz du nuage parent et se dispersent elles aussi rapidement, sur des échelles de ~ 10 Myr. Dans cette catégorie, on trouvera l'association Scorpius-Centaurus, la plus proche du Soleil, située à 400 pc ou encore celle de Monoceros OB1 (Fig. 6.3, gauche)
- Les **associations T**, qui contiennent 30 à 300 membres, des étoiles de faible masse, les T Tauri, sur des tailles de l'ordre de 3 à 30 pc. Dans cette catégorie, on trouvera par exemple l'association de Taurus-Auriga, ou encore celle du Chamaeleon.

3. On pense qu'en réalité, toutes les étoiles se forment en groupe, plus ou moins nombreux. On pourra distinguer les **amas** liés gravitationnellement, des **associations** potentiellement plus lâches. L'étude des mouvements propres grâce à Gaia et de la composition chimique des étoiles par spectroscopie permet maintenant de procéder à une véritable **archéologie Galactique** traçant l'origine commune de différents membres d'un ancien groupe d'étoiles.

4. Ces distinctions mettent l'accent sur les membres les plus fréquents des groupes, mais il est évident que chacun présente une distribution en masse assez large.

- Les **associations R**, qui contiennent des étoiles de masse intermédiaire (type A ou B), mélangées à des étoiles de faible masse T-Tauri. Du fait de leur temps d'évolution assez rapide, le nuage parent est souvent encore présent, et on observe des nébuleuses en réflexion associées à ces groupements⁵. Dans cette catégorie, on trouve par exemple l'association Monoceros R2 (Fig. 6.3, droite).



FIGURE 6.3 – Les associations Monoceros OB1 (à gauche, Palomar Observatory) et Monoceros R2 (T.A. Rector, University of Alaska & N.S. van der Bliek, NOIRLab).

6.1.2 Classification des objets stellaires jeunes

Diagrammes couleur-couleur et excès infrarouge

Si les membres les plus brillants d'un groupe sont identifiés directement dans un relevé optique ou IR, la détermination des autres membres, et la distinction avec les étoiles d'avant-plan ou d'arrière-plan requiert des méthodes particulières, soit d'ordre statistique (en comparant avec une région proche), soit individuelles (mouvements propres, spectroscopie ou photométrie). La classification des membres des groupes enfouis peut se fonder notamment sur l'utilisation de **diagrammes couleur-couleur** en infrarouge, utilisant les bandes J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$) et K ($2.22 \mu\text{m}$), comme le montre la Fig. 6.4. Les courbes théoriques sur le panneau de gauche montrent les couleurs J – H et H – K pour un corps noir à différentes températures effectives, pour des étoiles sur la séquence principale et pour des géantes rouges. Le rougissement interstellaire déplace les points le long des lignes en tirets. Un diagramme observé (Fig. 6.4, droite) montre que des éléments de l'amas présentent un **excès infrarouge**, associé à la présence de **poussières circumstellaires**.

Exercice 99 : Justifier que le rougissement interstellaire provoque un déplacement rectiligne vers la droite et vers le haut dans ce diagramme.

Objets de classe 0, I, II et III

Une fois corrigés du rougissement interstellaire, les spectres permettent de classer les différents **objets stellaires jeunes** (*Young Stellar Objects*, YSO) en fonction de l'excès infrarouge, quantifié par

5. C'est ce qui a suggéré leur nom à Sydney van den Bergh, qui les a identifiées pour la première fois. Les associations OB et T avaient été catégorisées précédemment par Victor Ambartsumian.

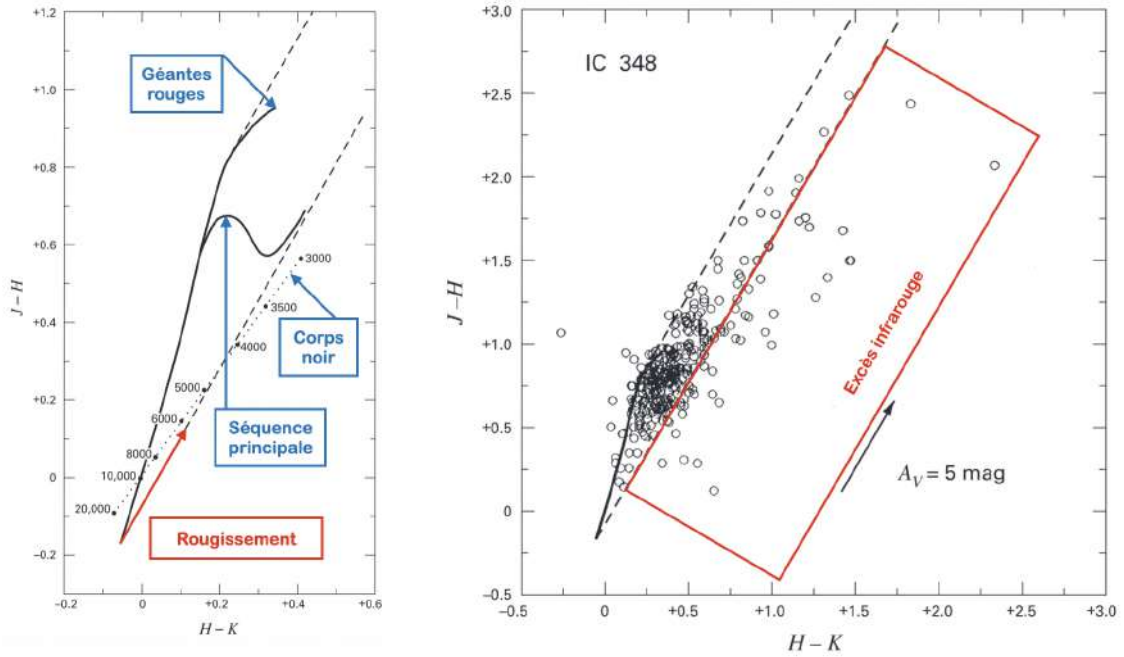


FIGURE 6.4 – À gauche : diagramme couleur-couleur théorique pour un corps noir à différentes températures effectives, pour des étoiles sur la séquence principale et pour des géantes rouges. Le rougisement interstellaire déplace les points le long des lignes en tirets. À droite : diagramme observé dans l'amas IC 348. Les éléments de l'amas présentant un excès infrarouge sortent de la bande due à l'extinction interstellaire. Figure adaptée de [7].

la pente du spectre, évaluée entre $2.2 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$,

$$\alpha_{\text{IR}} = \frac{d \log (\lambda F_{\lambda})}{d \log \lambda} \quad (6.1)$$

Différents exemples sont présentés sur la Fig. 6.5. On a alors la classification suivante⁶ :

- Les objets visibles uniquement en FIR⁷ et au delà sont dits de **classe 0**. Ce sont des sources très enfouies, dont le spectre est celui d'un corps noir à $15 - 30 \text{ K}$.
- Les objets visibles en proche infrarouge, mais avec un fort excès infrarouge ($\alpha_{\text{IR}} > 0$) sont dits de **classe I**. Ils sont associés à des cœurs denses.
- Les objets pour lesquels $-1.5 < \alpha_{\text{IR}} < 0$ sont dits de **classe II**. Ils sont moins enfouies, et leur spectre combine les contributions de l'objet central et du **disque protoplanétaire**.
- Les objets pour lesquels $\alpha_{\text{IR}} < -1.5$ sont dits de **classe III**. Ils ont un spectre approchant celui d'un corps noir stellaire, le disque ayant été presque entièrement converti en planètes et en "débris" (on parle de **disques de débris**).

Cette classification recouvre donc très probablement une **évolution temporelle**⁸, de la classe 0 à la classe III, au fur et à mesure que l'environnement circumstellaire est "nettoyé".

6. On peut trouver d'autres classifications, globalement similaires, à ceci près qu'une classe dite **flat-spectrum** est incluse entre les classes I et II, pour les objets tels que $-0.3 < \alpha_{\text{IR}} < 0.3$

7. Ils sont indétectables à $\lambda < 20 \mu\text{m}$.

8. Une autre caractérisation possible de l'évolution d'un groupe se fonde sur la **fonction de luminosité** $dN/dL_{\star}$, recensant le nombre d'objets de luminosité bolométrique donnée. Celle-ci évoluant rapidement, et de façon très dépendante de la masse, pour les objets jeunes, l'évolution de cette fonction trace celle du groupe.

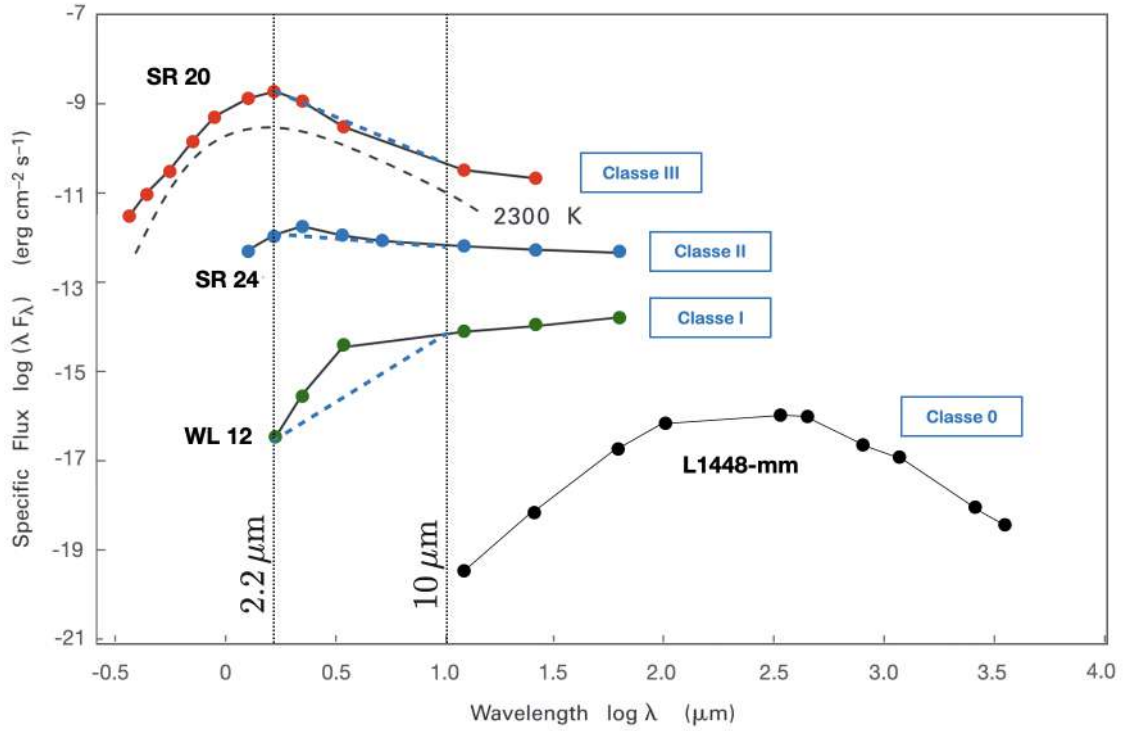


FIGURE 6.5 – Spectres corrigés du rougissement interstellaire pour différents objets stellaires jeunes (classes O à III). Le spectre d'un corps noir à 2300 K est aussi indiqué. Figure adaptée de [7].

Les étoiles T Tauri

Les **T Tauri**, du nom du prototype⁹ des étoiles de ce type (Fig. 6.6, à gauche), ont été identifiées en 1945 par Alfred H. Joy [149]. Elles présentent une luminosité fortement variable¹⁰, avec un type spectral F à M ($T_{\text{eff}} \sim 2500 - 7000$ K, $L \sim 10^{-3} - 6 L_\odot$). Leur masse typique est $< 2 M_\odot$ et leur âge estimé à $< 10^7$ an. Les deux dernières classes (II et III) d'objets stellaires jeunes mentionnées plus haut recouvrent également *grosso modo* deux classes d'étoiles T Tauri, qui se distinguent par leurs propriétés en termes de raies spectrales (Fig. 6.7, gauche) :

- Les **T Tauri classiques** (classe II) présentent de fortes raies d'émission, notamment $H\alpha$ et des raies du CaII aux alentours de 400 nm. Ces raies suggèrent la présence d'une enveloppe de gaz chaud ionisé ($> 10^4$ K).
- Les **T Tauri à raies faibles** (classe III) présentent, comme leur nom l'indique, des raies beaucoup plus faibles.

Les deux classes de T Tauri sont probablement aussi nombreuses l'une que l'autre, mais la seconde a été découverte bien plus tard, notamment au travers de leur émission X anormalement élevée, au tournant des années 1980 (Fig. 6.7, droite). On trouvera dans [7] (§17) les critères permettant de distinguer les deux types.

Les objets Herbig Ae/Be

Identifiées en 1960 [150], les étoiles **Herbig Ae/Be** sont de type spectral A ou B, donc plus chaudes que les T Tauri, mais elles présentent des caractéristiques similaires (raies d'émission de l'hydrogène et

9. T Tauri est en réalité un système ternaire, chacun des trois membres étant dans la phase T Tauri.

10. La variabilité vient du fait que la luminosité a pour origine l'accrétion sur l'objet central, qui peut être épisodique.

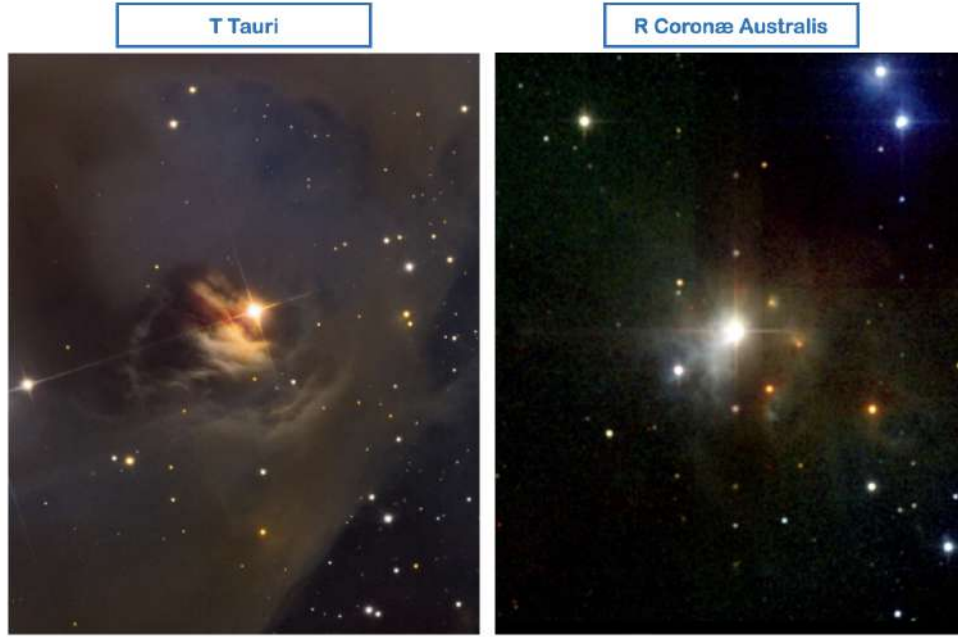


FIGURE 6.6 – T Tauri (à gauche) et R Coronæ Australis (à droite).

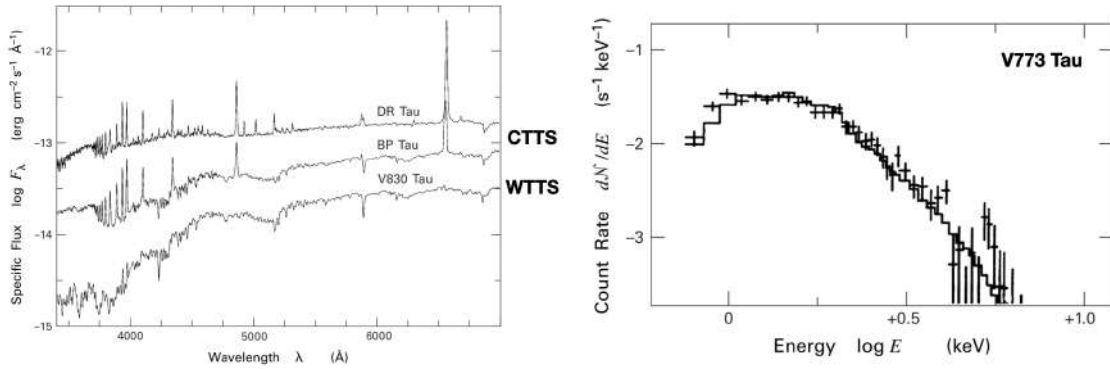


FIGURE 6.7 – Spectres UV-visible de trois T Tauri, dont les deux classiques (CTTS) DR Tau et BP Tau, et la T Tauri à raies faibles (WTTS) V830 Tau (à gauche) et émission X de la WTTS V773 Tau (à droite). Figure adaptée de [7].

du calcium, notamment). Elles sont situées dans des nuages denses et sont plus massives ($2 - 20 M_{\odot}$) et plus jeunes ($< 10^6$ an) que les T Tauri. Une telle étoile est R Coronæ Australis¹¹, représentée sur la Fig. 6.6 (à droite).

6.1.3 Séquence d'évolution

L'image qui se dégage de l'évolution des objets **proto-stellaires** est celle présentée sur la Fig. 6.8. On y retrouve les classes déjà discutées :

11. Il s'agit en réalité d'un système binaire, dont le principal membre a pour caractéristiques $M = 3.5 M_{\odot}$, $R = 6.2 R_{\odot}$ et $L = 132 L_{\odot}$.

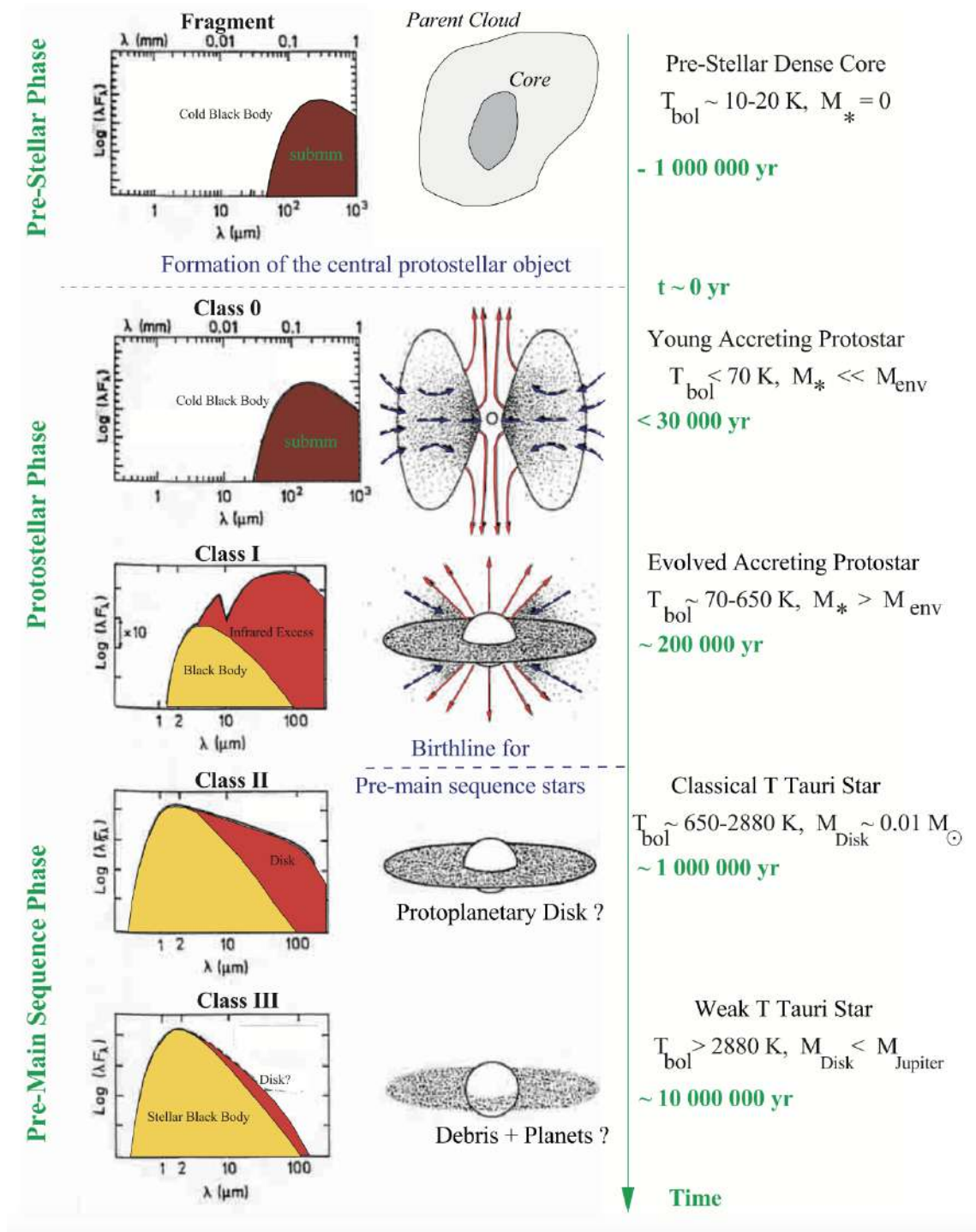


FIGURE 6.8 – Schéma représentant l'évolution des objets proto-stellaires en fonction du temps (de haut en bas), avec le spectre à gauche, la représentation schématique du système au centre, et les principales propriétés à droite. Figure issue de [151].

- Les objets de **classe 0**, observés dans le continuum millimétrique, qui trace l'enveloppe de l'objet par l'émission de la poussière chauffée. Le rapport élevé $L_{\text{mm}}/L_{\text{bol}}$ de la luminosité millimétrique à la luminosité bolométrique indique que cette **enveloppe est beaucoup plus massive que l'objet central** et le disque (qui représente environ 10% de l'enveloppe). L'âge typique de ces objets est de l'ordre de $10^4 - 10^5$ an.
- Les objets de **classe I**, qui brillent dans l'IR du fait de la **luminosité d'accrétion**. L'enveloppe et le disque combinés ont désormais une masse inférieure à celle de l'objet central. Cette phase dure de l'ordre de 10^5 ans.
- Les objets de **classe II** (T Tauri classiques) ont perdu toute enveloppe mais ont encore un disque, qui représente $\lesssim 10\%$ de la masse de l'objet central. Cette phase est atteinte au bout de $\sim 10^6$ ans.
- Les objets de **classe III** (T Tauri à faibles raies) n'ont plus qu'un disque de débris et des compagnons planétaires. Cette phase est atteinte au bout de $\sim 10^7$ ans.

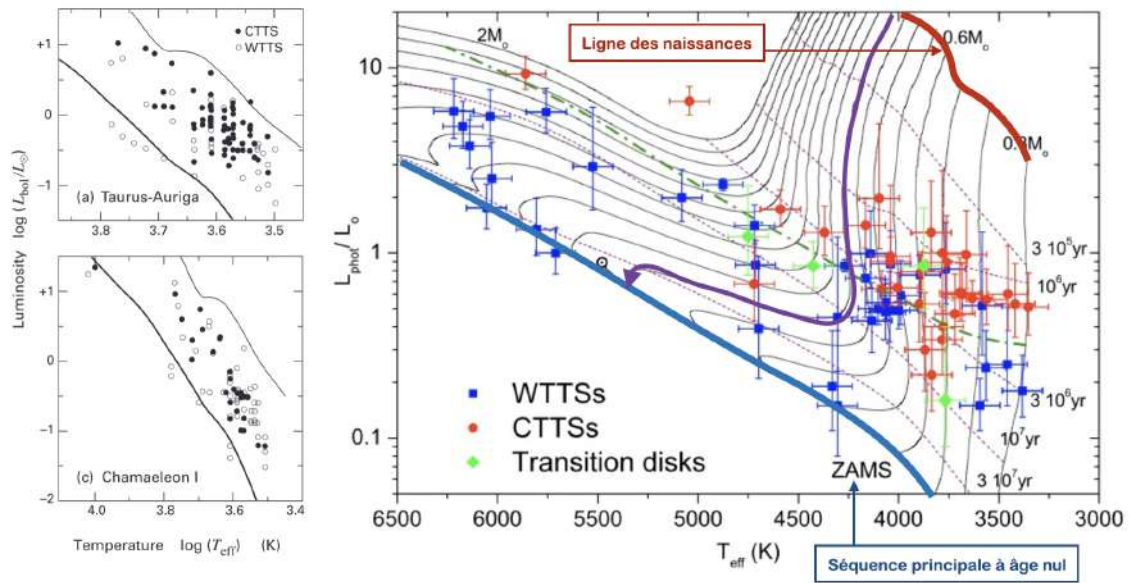


FIGURE 6.9 – À gauche : diagrammes de Hertzsprung-Russell d'associations T dans Taurus et Chamaeleon, montrant les T Tauri classiques et à raies faibles, la ligne des naissances et la ZAMS. Figure issue de [7]. À droite, sur le cas d'une autre association, on montre les trajectoires d'évolution d'étoiles de différentes masses. Figure adaptée de [152].

6.1.4 Estimation des âges par le diagramme HR

On peut estimer les âges des associations T, et leur état d'activité, en plaçant les objets jeunes visibles optiquement dans un **diagramme de Hertzsprung-Russell (HR)**. Sur celui-ci (on donne des exemples sur la Fig. 6.9), on note que les objets se situent tous entre deux courbes, l'une étant la **ligne des naissances** (*birthline*), et l'autre la **séquence principale à âge nul** (*Zero Age Main-Sequence*, ZAMS). Les modèles dont on discutera plus loin montrent que les objets stellaires jeunes de classe II et III¹² se déplacent dans le diagramme HR de la première courbe à la seconde. La présence d'objets proches de la ligne des naissances indique que la région est encore en train de former des étoiles, et la position des objets les plus évolués, c'est-à-dire les plus proches de la ZAMS donne une information

12. Les sources moins évoluées n'apparaissent pas dans ce diagramme car on ne peut attribuer une température effective à leur objet central.

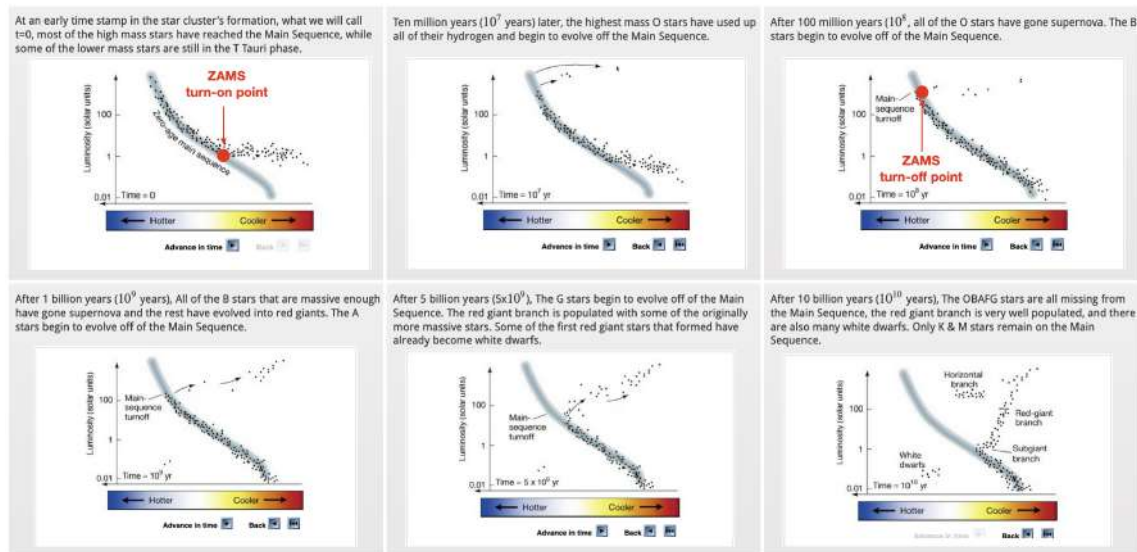


FIGURE 6.10 – Evolution d'une population stellaire dans le diagramme HR, montrant les "turn-on" et "turn-off" de la séquence principale. Figure adaptée de Penn State Astronomy & Astrophysics (https://www.e-education.psu.edu/astro801/content/17_p6.html).

sur l'âge de l'association, en comparant avec les isochrones de modèles d'évolution pré-séquence principale (Fig. 6.9, droite). Dans certains cas, on observe que seules les étoiles d'une masse suffisante ont atteint la ZAMS¹³, ce qui permet de mettre une limite supérieure¹⁴ à l'âge de l'association (*turn-on* de la séquence principale). Une méthode similaire peut être utilisée pour les associations OB, telle Upper Scorpius (Fig. 6.11, gauche), en notant que pour les étoiles massives, l'évolution vers la séquence principale ne peut être observée, car trop rapide, mais qu'on peut en revanche noter leur départ de la séquence principale (*turn-off*). La déviation de la séquence principale pour une certaine masse (par exemple $30 M_{\odot}$) donne l'âge de l'association via le temps de vie sur la séquence principale (5×10^6 an dans ce cas). L'évolution schématisée d'une population stellaire dans le diagramme HR, qui permet de comprendre comment ces observations contraignent les âges des groupes stellaires, est présentée sur la Fig. 6.10. La mesure des mouvements propres peut aussi permettre de retrouver la configuration la plus compacte, et le temps écoulé depuis cet état initial (Fig. 6.11, droite).

6.1.5 Les amas ouverts

Un dernier type de groupement stellaire se doit d'être mentionné. Les **amas ouverts**, comme les Pléiades, sont des associations évoluées (10^8 à 10^9 an), dont les membres les moins massifs sont encore en évolution vers la séquence principale, mais où l'absence de gaz implique la fin de la formation d'objets protostellaires. La plupart de ces amas sont gravitationnellement liés, de taille ~ 5 pc, et regroupent quelques dizaines à quelques centaines de membres, qui partagent le même âge et la même composition chimique¹⁵. Pour ces amas, on observe parfois simultanément les deux points de *turn on* et *turn-off* de la séquence principale, comme c'est le cas sur la Fig. 6.12. Les membres les plus massifs se trouvent dans les zones centrales les plus densément peuplées, c'est le phénomène de **ségrégation en masse**, qu'on

13. Par exemple, sur la Fig. 6.9 (droite), aucune étoile de moins de $0.7 M_{\odot}$ n'a atteint la ZAMS.

14. L'association ne pourrait être plus vieille, car alors des étoiles moins massives auraient eu le temps d'évoluer jusqu'à la ZAMS, or on n'en observe pas.

15. Cette propriété en a fait des outils importants dans la découverte de l'extinction interstellaire et la construction des premiers barreaux de l'échelle des distances cosmologiques.

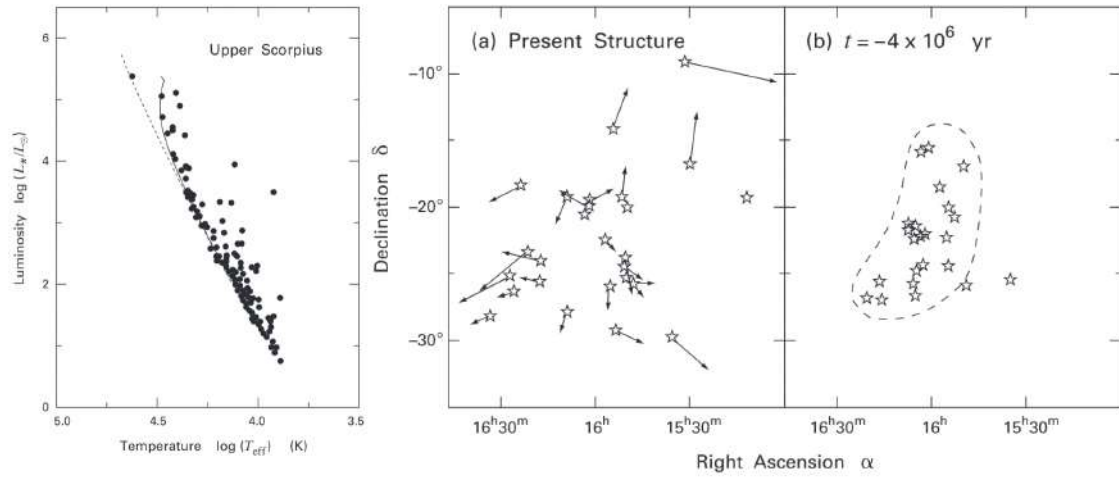


FIGURE 6.11 – Diagramme HR de l’association OB Upper Scorpius, montrant le *turn-off* de la séquence principale (à gauche), et reconstruction de la morphologie initiale de l’association via les mouvements propres (à droite). Figures issues de [7].

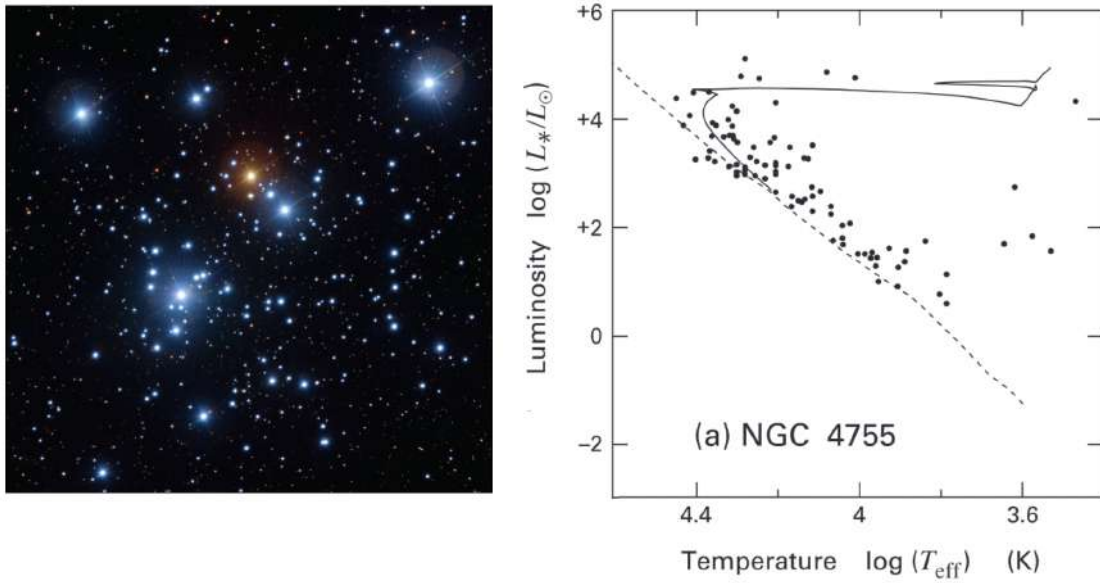


FIGURE 6.12 – L’amas ouvert de la “Boîte à Bijoux” : image ESO/VLT et diagramme HR [7].

observe également dans les groupements plus jeunes, et doit donc faire partie intégrante du processus de formation stellaire¹⁶.

16. Pour les groupements plus évolués, on a aussi une relaxation dynamique qui a pour origine l’évolution vers une équipartition en énergie des membres d’un groupe stellaire au fur et à mesure de leurs interactions. De ce fait, les membres les plus massifs ont en moyenne des vitesses plus faibles et donc des orbites plus proches du centre de masse. Le temps caractéristique de cette relaxation est

$$t_{\text{relax}} \approx \frac{N}{8 \ln N} t_{\text{cross}} \quad (6.2)$$

pour un système de N étoiles et où t_{cross} est le temps de traversée typique d’une étoile d’un bout à l’autre de l’amas [153].

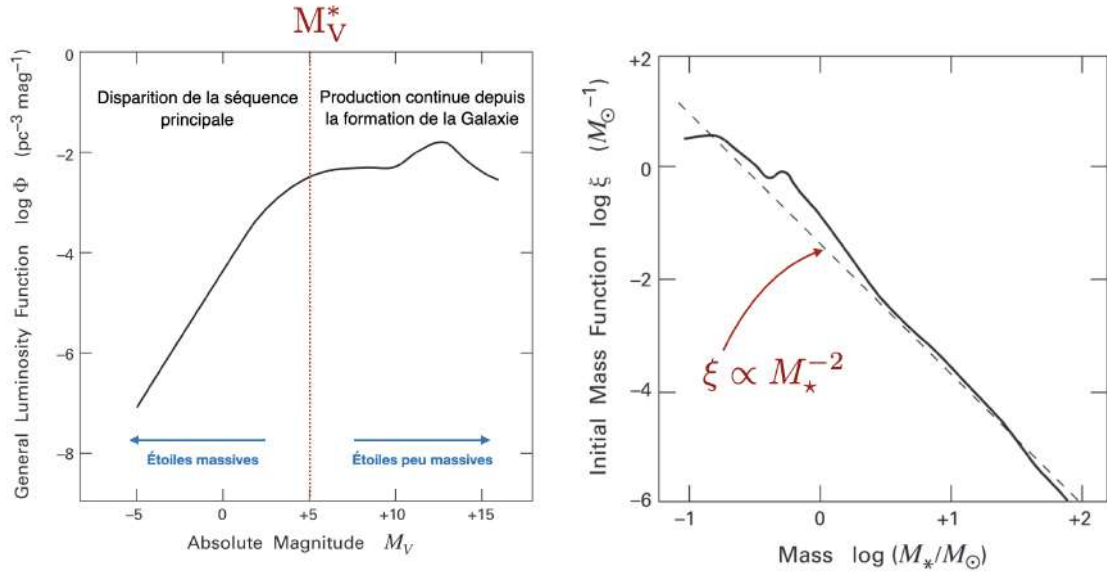


FIGURE 6.13 – Fonction de luminosité (à gauche) et fonction de masse initiale dans le voisinage solaire (à droite). Figures adaptées de [7].

6.1.6 La fonction de masse initiale (IMF)

Définition et détermination

La masse initiale d'une étoile est un paramètre déterminant pour son évolution ultérieure. Il est donc essentiel de s'interroger sur la distribution en probabilité de ces masses. La **fonction de masse initiale** (*Initial Mass Function*, IMF) $\phi(M)$ est définie par¹⁷

$$\phi(M) = \frac{dN}{dM} \quad (6.3)$$

où dN est le nombre d'étoiles nouvellement formées de masse comprise entre M et $M + dM$. La détermination de l'IMF repose d'abord sur l'observation de la **fonction de luminosité** actuelle des étoiles du champ, $\Phi(M_V)$, où la magnitude absolue en bande V est un *proxy* de la luminosité bolométrique L_{bol} . Par définition, $\Phi(M_V)dM_V$ est le nombre d'étoiles de magnitude M_V à dM_V près, par unité de volume. On observe (Fig. 6.13, gauche) que cette fonction croît jusqu'à $M_V = M_V^* \approx 5$, ce qui correspond aux étoiles dont le temps de vie sur la séquence principale t_{MS} est de l'ordre de l'âge de la Galaxie, $t_{\text{gal}} = 10^{10}$ an. Elle plafonne ensuite, pour les étoiles de plus faible luminosité. Cette forme est interprétée comme la disparition des étoiles de grande masse et donc faible M_V de la séquence principale, alors que les étoiles de plus faible masse continuent à s'accumuler. On peut écrire cette fonction de luminosité en faisant intervenir la **fonction initiale de luminosité** $\Psi(M_V)$, qui est la fraction d'étoiles formées par intervalle de magnitude¹⁸ et le **taux de formation stellaire par unité**

17. Il convient de prendre garde au fait que certains articles la définissent non par intervalle de masse, mais par intervalle logarithmique en masse, soit $dN/d \log M$. Les exposants mentionnés plus bas sont alors modifiés d'une unité. Cette définition alternative est d'ailleurs celle utilisée au Chapitre 1...

18. De sorte que cette fonction est normalisée par

$$\int \Psi(M_V) dM_V = 1 \quad (6.4)$$

de surface¹⁹ $\Sigma_*(t)$, sous la forme

$$\Phi(M_V) = \begin{cases} \int_{t_{\text{gal}} - t_{\text{MS}}}^{t_{\text{gal}}} \frac{\Sigma_*(t) \Psi(M_V)}{2H(M_V)} dt & (M_V < M_V^*) \\ \int_0^{t_{\text{gal}}} \frac{\Sigma_*(t) \Psi(M_V)}{2H(M_V)} dt & (M_V \geq M_V^*) \end{cases} \quad (6.5)$$

où $H(M_V)$ est la hauteur caractéristique du disque²⁰ pour les étoiles de magnitude M_V . Les deux parties de cette équation correspondent aux deux parties de la courbe de la Fig. 6.13 (gauche). La connaissance du temps de vie sur la séquence principale $t_{\text{MS}}(M_V)$ permet d'inverser l'équation et d'obtenir $\Psi(M_V)$, d'où on tire la fonction de masse initiale²¹.

Formes de l'IMF

C'est ainsi que E. E. Salpeter [154] a montré, par un ajustement entre $0.4 M_\odot$ et $10 M_\odot$, que

$$\phi(M) \propto M^{-2.35} \quad (6.6)$$

Depuis, d'autres estimations ont été faites, l'IMF pouvant être mesurée jusqu'à de beaucoup plus faibles masses $\sim 0.08 M_\odot$, proches de la limite de combustion de l'hydrogène. On commence à sonder alors la distribution de masse des **naines brunes**. Parmi les formes empiriques proposées, on peut citer les IMF de Kroupa [155], qui est une succession de lois de puissance,

$$\phi(M) \propto \begin{cases} M^{-0.3} & 0.01 M_\odot \leq M \leq 0.08 M_\odot \\ M^{-1.3} & 0.08 M_\odot \leq M \leq 0.5 M_\odot \\ M^{-2.3} & 0.5 M_\odot \leq M \end{cases} \quad (6.7)$$

et la forme lognormale de Chabrier [156], où $m = M/M_\odot$, $m_0 = 0.08$, $\sigma_m = 0.69$ et $A = 0.158$,

$$\frac{dN}{d \log_{10} M} = \ln(10) M \Phi(M) = A \exp \left[-\frac{(\log_{10} m - \log_{10} m_0)^2}{2\sigma_m^2} \right] \quad (6.8)$$

Ces deux formes sont représentées sur la Fig. 6.14. Le point essentiel étant que le nombre d'étoiles formées décroît rapidement au delà de $\sim 0.1 M_\odot$, une étoile sur dix environ ayant une masse supérieure à celle du Soleil, et **la masse typique d'une étoile est donc de quelques dixièmes de masse solaire**. Pour les étoiles des amas et des associations, la détermination²² de $\phi(M)$ est sujette à des fluctuations statistiques, mais il semble que l'IMF soit proche de celle des étoiles de champ. L'IMF semble donc relativement indépendante de la région considérée, mais son **universalité** est néanmoins toujours une question ouverte, notamment en fonction de la métallicité.

Exercice 100 : Calculer la fraction d'étoiles ayant une masse supérieure à celle du Soleil et la masse moyenne d'une étoile, avec l'IMF de Chabrier.

6.1.7 Observations des cœurs préstellaires

Observations et propriétés individuelles

Les **cœurs préstellaires**, gravitationnellement liés mais sans proto-étoile centrale, sont à distinguer des **objets protostellaires**, dans lesquels un objet central commence à chauffer son environnement.

19. Attention au fait qu'on parle là d'un taux numérique, en nombre d'étoiles par parsec carré et par an, pas du taux de formation stellaire comme on l'entend habituellement (voir le Chapitre 1), qui est en $M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$.

20. Les étoiles les plus massives forment un disque plus mince que les étoiles moins massives. On a vu au Chapitre 1 que le disque stellaire avait globalement une échelle de hauteur $h_* \approx 250 \text{ pc}$.

21. Il faut en toute rigueur aussi connaître le taux de formation stellaire $\Sigma_*(t)$ mais la forme de celui-ci est en réalité peu importante pour déterminer $\phi(M)$.

22. On utilise essentiellement les amas ouverts et les associations OB pour cette détermination.

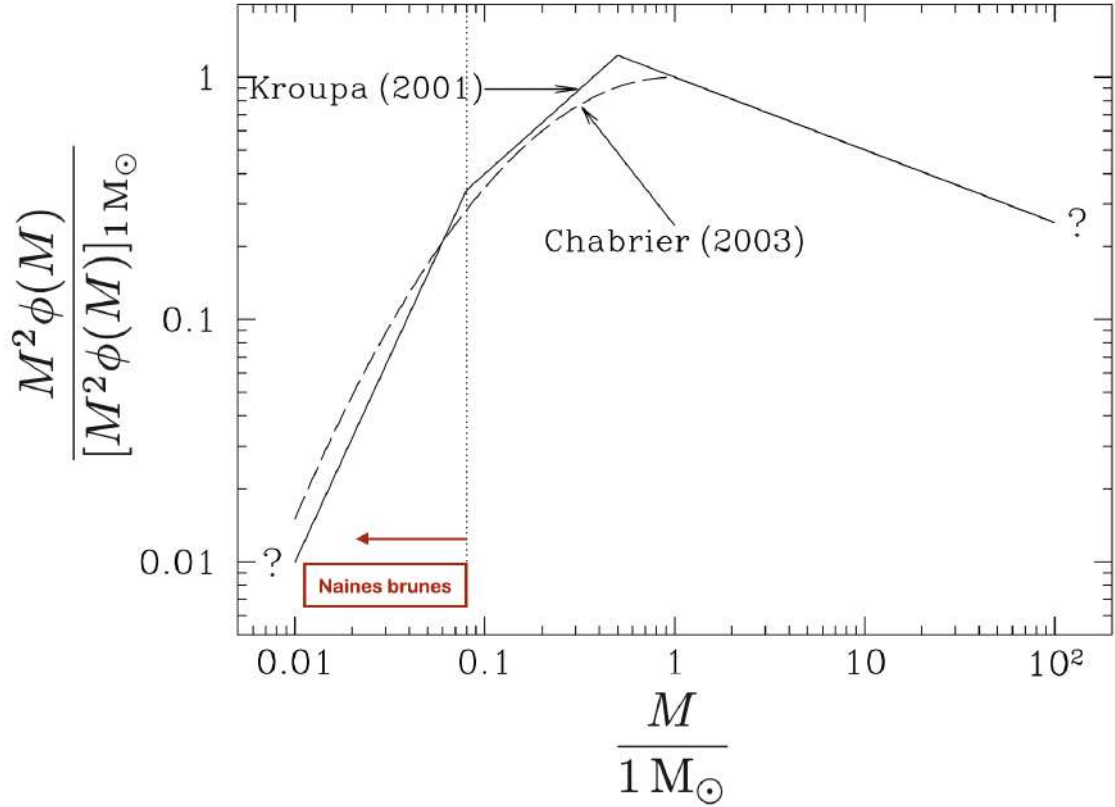


FIGURE 6.14 – Fonction de masse initiale (représentée par $M^2\phi(M)$) pour les modèles de Kroupa [155] et Chabrier [156]. Figure adaptée de [1].

Ils correspondent au premier stade de la Fig. 6.8. Ce sont donc des objets très précoces, qui font le lien entre le milieu moléculaire dense et la formation stellaire. On observe ces cœurs préstellaires au travers de leur émission dans l'infrarouge lointain et dans le millimétrique. Un exemple de cœur préstellaire typique est L1544, dont on montre des observations millimétriques et la dérivation du profil de densité et de température sur la Fig. 6.15. On voit que l'objet, s'il n'est pas exactement à symétrie sphérique, est néanmoins **globalement amorphe**, avec une **concentration centrale peu marquée** d'extension quelques 10^3 UA, de densité centrale de l'ordre de 10^6 cm^{-3} et de température variant de $\sim 12 \text{ K}$ au bord à $\sim 6 \text{ K}$ au centre. Cette structure est cohérente avec l'image d'un **nuage supporté magnétiquement** en contraction via la diffusion ambipolaire, comme on le verra plus loin.

La **détermination de la température** se fonde sur l'observation que ces objets n'émettent qu'à grande longueur d'onde et sont donc **froids**. L'émission de la poussière est modélisée par un corps noir modifié, où la densité spectrale de flux F_ν dépend de la température des poussières, de leur indice spectral β et de la taille angulaire apparente Ω ,

$$F_\nu = B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu})\Omega \approx \tau_\nu B_\nu(T_d)\Omega = \tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta B_\nu(T_d)\Omega \quad (6.9)$$

Un ajustement de la **distribution spectrale en énergie** (SED) observée fournit typiquement $T_d \sim 7 - 15 \text{ K}$ et $\beta \sim 1.5 - 2$ (Fig. 6.16). On peut également en tirer la masse des poussières, puis celle du gaz. On trouve alors des masses de l'ordre de 0.5 à $10 M_\odot$ [9].

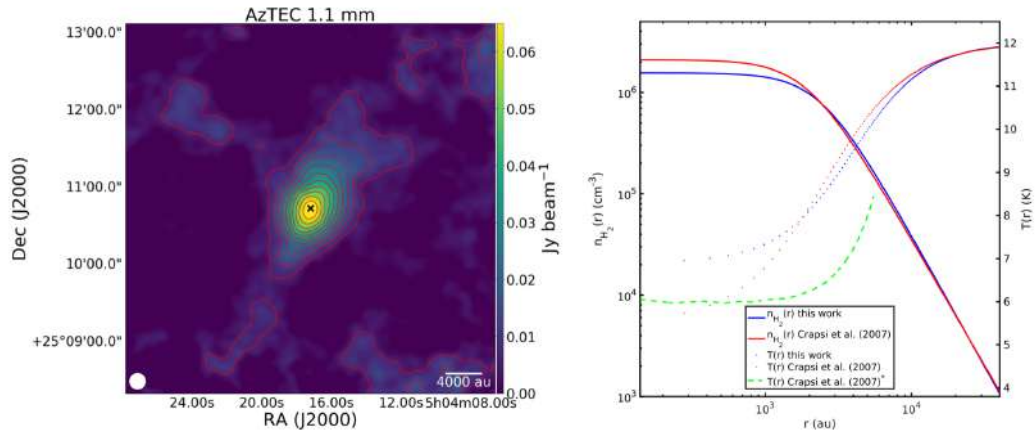


FIGURE 6.15 – Observations millimétriques de L1544 (à gauche) et profils de densité et de température déduits (à droite). Figures issues de [157].

Exercice 101 : Montrer comment on peut obtenir une estimation de la masse M_d des poussières à partir de la SED. On prendra une efficacité d'absorption Q_ν , un cœur dense à la distance D , et des grains sphériques de rayon a , de masse volumique ρ_d et de température T_d .

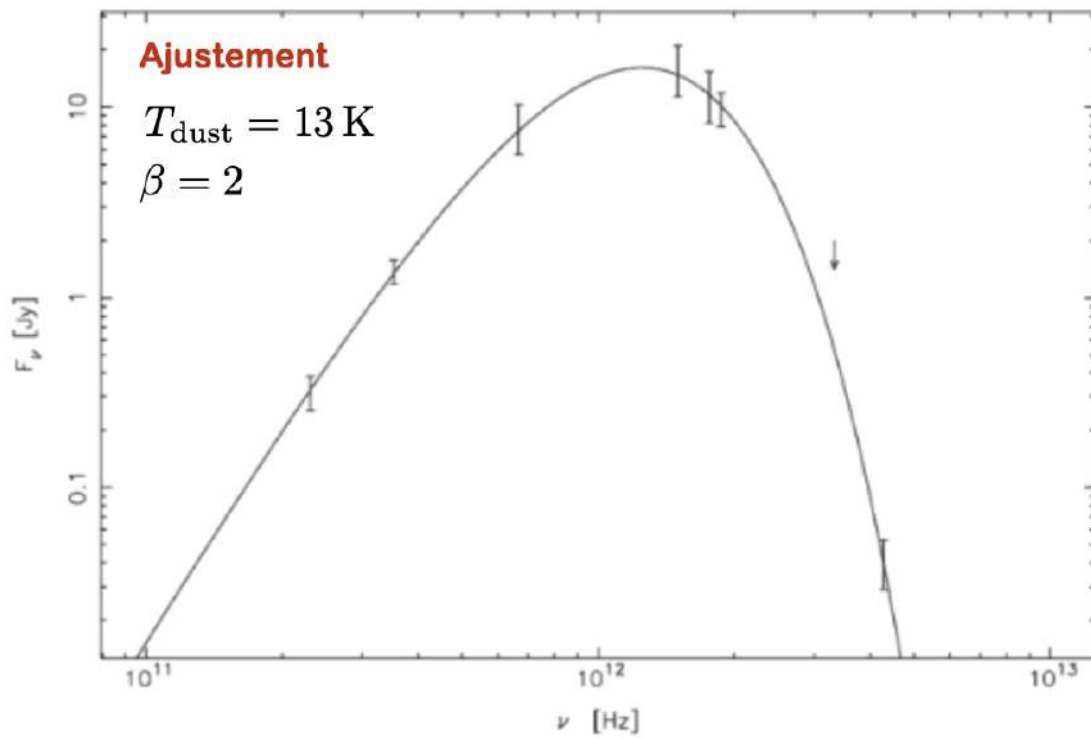


FIGURE 6.16 – Ajustement de la distribution spectrale en énergie d'un cœur préstellaire avec une loi de corps noir modifiée. Figure adaptée de [9].

Morphologie des populations de cœurs et fonction de masse

Dans les relevés à grand champ, on peut identifier un grand nombre de candidats pré- et protostellaires, comme le montre l'exemple d'Aquila observé avec *Herschel*, présenté sur la Fig. 6.17. L'extraction des structures filamenteuses dans la carte de la densité de colonne de H_2 semble pointer le fait que les cœurs se forment en "perles" sur des filaments denses.

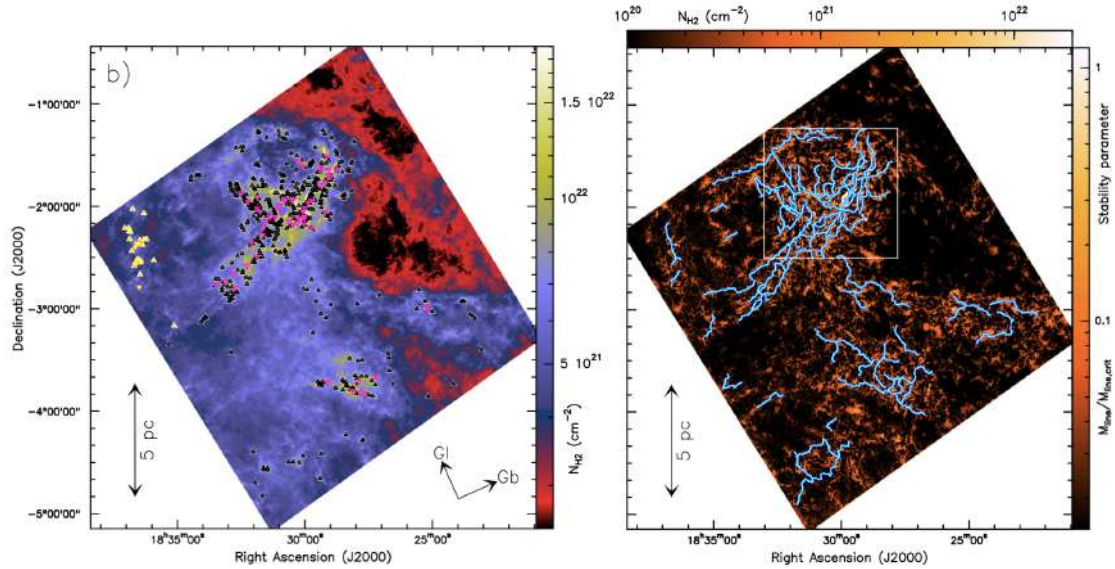


FIGURE 6.17 – Identification de candidats pré- et protostellaires dans le nuage moléculaire Aquila (à gauche). Les triangles noirs correspondent aux cœurs préstellaires, les magenta aux objets protostellaires, plus évolués (les triangles jaunes sont des sources exclues de l'analyse de l'article d'origine, en raison d'une possible contamination). À droite, on montre une extraction des structures filamenteuses dans la carte de la densité de colonne de H_2 . L'échelle de couleur représente la masse linéique M_{line} rapportée à la valeur critique $M_{\text{line,crit}} = 2c_s^2/G$ au dessus de laquelle un filament est instable gravitationnellement [158]. Figures issues de [159].

À partir de ces relevés, on peut construire une **fonction de masse des cœurs** (*core mass function*, CMF), en comptant le nombre de cœurs de masse comprise dans chaque intervalle. On observe (Fig. 6.18) que cette CMF présente une **forte ressemblance avec l'IMF stellaire**, mais décalée vers les plus grandes masses, ce qui peut être une **signature de l'efficacité de formation stellaire** (SFE). L'IMF stellaire semble donc en partie être **déterminée à l'étape des cœurs préstellaires**, et des théories sont élaborées pour expliquer la forme de la CMF [160, 161, 162].

6.2 Des cœurs aux protoétoiles

La formation stellaire implique une condensation formidable, pour passer de la densité du gaz interstellaire $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$ à celle des étoiles $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, suivant un processus où la **gravité** doit surmonter la **pression thermique**, le support **turbulent**, le support **rotationnel**, et le support **magnétique**. Comme l'essentiel du gaz moléculaire ne semble pas en état d'effondrement, il est important de comprendre d'abord l'équilibre des forces qui permettent aux structures de persister sur des temps longs.

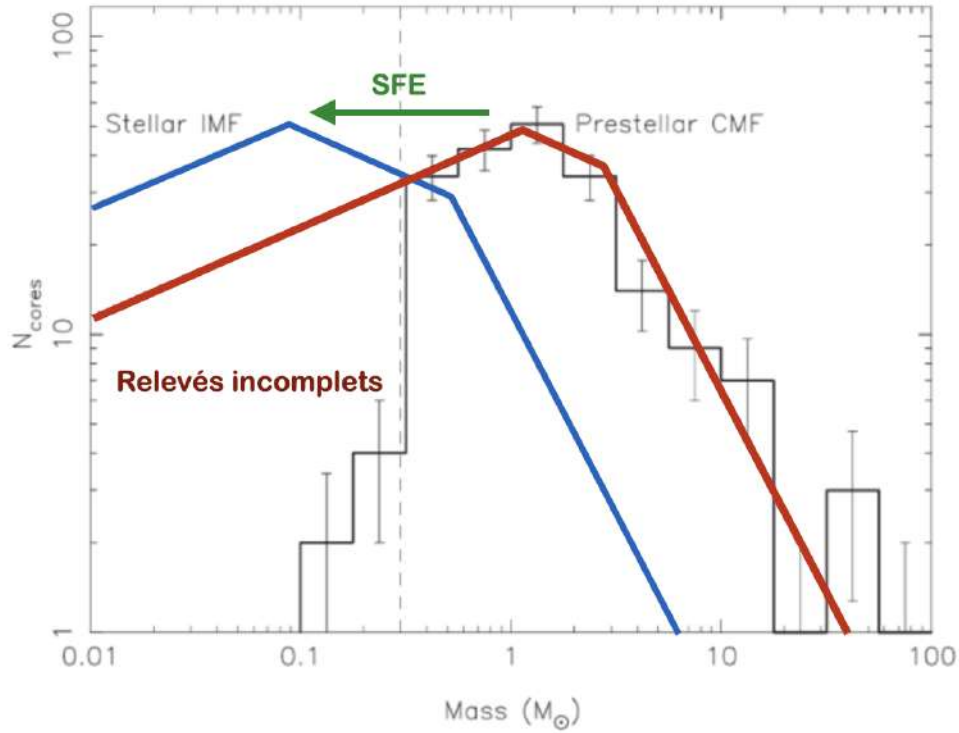


FIGURE 6.18 – CMF des cœurs préstellaires et IMF stellaire. Figure adaptée de [9].

6.2.1 Sphères isothermes

Pour discuter la structure d'un nuage, on prend le cas d'un modèle simple, à symétrie sphérique, sans champ magnétique ni rotation, où les forces d'auto-gravité sont contrebalancées par la seule pression thermique, et on fait l'hypothèse que le nuage est isotherme²³. En combinant l'équation d'équilibre hydrostatique $\vec{\nabla}P = \rho\vec{g} = -\rho\vec{\nabla}\Phi_g$ entre les forces de gravité et les forces de pression, l'équation d'état isotherme $P = \rho c_s^2$ et l'équation de Poisson $\Delta\Phi_g = 4\pi G\rho$ reliant le potentiel gravitationnel Φ_g et la masse volumique ρ , on obtient l'**équation de Lane-Emden isotherme**

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi} \quad (6.10)$$

où l'on a introduit un rayon adimensionné ξ et une fonction ψ de la masse volumique

$$\xi = \sqrt{\frac{4\pi G \rho_c}{c_s^2}} r \quad \psi = \ln \left(\frac{\rho_c}{\rho} \right) \quad (6.11)$$

Hormis la température T apparaissant dans la vitesse du son isotherme c_s , la solution dépend essentiellement de la densité centrale ρ_c . La solution en termes de ψ et ρ/ρ_c est représentée en fonction de ξ sur la Fig. 6.19. Ces solutions, paramétrées par la densité centrale ρ_c sont appelées **sphères de Bonnor-Ebert**.

Exercice 102 : Établir l'équation (6.10). Quelles sont les conditions "initiales" pour la résoudre ?

23. Cette hypothèse n'est pas valide pour les nuages moléculaires à grande échelle, mais est raisonnable pour les cœurs denses et les **globules de Bok**, structures similaires aux cœurs denses mais isolées, hors de tout nuage. Le nuage Barnard 68 (Fig. 5.3) est un exemple de ces globules.

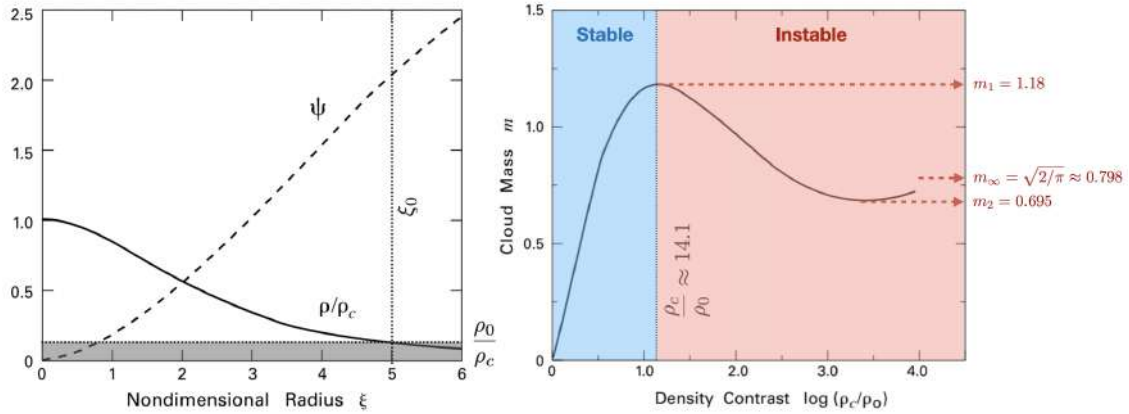


FIGURE 6.19 – Solution de l'équation de Lane-Emden isotherme (à gauche) et évolution de la masse (adimensionnée) en fonction du contraste de densité pour un nuage borné par la pression extérieure (à droite). Figures adaptées de [7].

À grande distance, les solutions prennent une forme en ξ^{-2} , et il existe en réalité une solution appelée **sphère isotherme singulière**, qui satisfait l'équation (6.10) mais pas les conditions au centre,

$$\rho(r) = \frac{c_s^2}{2\pi G r^2} \quad (6.12)$$

Exercice 103 : Montrer que (6.12) est effectivement solution de (6.10).

Un nuage baignant dans un milieu imposant une pression extérieure²⁴ P_0 , on doit tronquer la solution à un rayon adimensionné ξ_0 tel que $P = P_0$. On a alors une **famille de solutions** paramétrées par le contraste en densité ρ_c/ρ_0 . On peut en particulier déterminer la masse M du nuage par intégration, qu'on écrit sous une forme adimensionnée m , avec

$$m = \frac{P_0^{1/2} G^{3/2} M}{c_s^4} = \sqrt{\frac{\rho_0}{4\pi\rho_c}} \left(\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right)_{\xi=\xi_0} \quad (6.13)$$

Exercice 104 : Établir l'équation (6.13).

Cette forme ne dépendant que du contraste en densité ρ_c/ρ_0 , on peut la représenter (Fig. 6.19, droite), et on voit qu'elle présente plusieurs oscillations²⁵.

Exercice 105 : Montrer que la valeur limite m_∞ correspond à la sphère isotherme singulière.

6.2.2 Instabilité gravitationnelle et approche de Jeans

Analyse de stabilité et masse de Bonnor-Ebert

On peut montrer que les cœurs de faibles contrastes ($\rho_c/\rho_0 \approx 1$), c'est-à-dire ceux correspondant au début de la courbe de droite de la Fig. 6.19, sont essentiellement stables vis-à-vis de légères perturbations de la pression extérieure P_0 qui les confine. En effet, prenons un tel cœur de masse M fixée, dont on augmente la pression extérieure. À température fixée, la relation (6.13) montre que la

24. Ou, de manière équivalente, une densité ρ_0 .

25. On atteint $m_1 = 1.18$ pour $\rho_c/\rho_0 = 14.1$. On a aussi $m_2 = 0.695$ et la valeur limite $m_\infty = \sqrt{2/\pi} = 0.798$.

masse adimensionnée m augmente, de sorte que le contraste en densité augmente aussi, en suivant la courbe de la Fig. 6.19, à condition qu'il soit initialement inférieur à 14.1. La pression interne $P = \rho c_s^2$ augmente aussi et le gradient de pression entre le centre et le bord du nuage devient plus important, puisque $P_c/P_0 = \rho_c/\rho_0$ et que ce contraste en densité augmente. Cette augmentation du gradient de pression vient compenser l'augmentation de pression externe. Le cœur est **stable**. En se déplaçant vers la droite sur la courbe $m(\rho_c/\rho_0)$ de la Fig. 6.19, on atteint une masse critique, la **masse de Bonnor-Ebert** M_{BE} pour $\rho_c/\rho_0 \approx 14.1$, où m atteint son premier maximum, car les cœurs situés à droite de cette position sont **instables**²⁶. La masse de Bonnor-Ebert est donnée par

$$M_{BE} = \frac{m_1 c_s^4}{P_0^{1/2} G^{3/2}} \quad (6.14)$$

Dans la limite $\rho_c/\rho_0 \rightarrow 0$, on peut obtenir une estimation analytique de la taille r_0 des cœurs

$$r_0 = \left(\frac{3Mc_s^2}{4\pi P_0} \right)^{1/3} \quad (6.15)$$

On remarque que cette expression ne dépend pas de la constante G , car dans ce régime les cœurs sont maintenus par la pression externe et non par leur auto-gravité.

Exercice 106 : Établir l'expression (6.15). On pourra commencer par montrer que dans le régime considéré, on a $\psi(\xi) \approx \xi^2/6$.

Exercice 107 : Donner une estimation numérique du rayon r_0 d'un cœur dense d'une masse solaire dans un milieu ambiant de densité 10^3 cm^{-3} , à partir de l'équation (6.15).

Exercice 108 : Quelle loi bien connue de la physique des gaz retrouve-t-on avec l'équation (6.15) ?

Analyse de Jeans

Pour comprendre l'origine de cette **instabilité gravitationnelle**, une approche simplifiée, due à Jeans, est utile. Dans ce modèle, on considère un milieu homogène, infini, statique, sans rotation, ni champ magnétique, et on écrit les équations de continuité, d'Euler²⁷, de Poisson, et d'état

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} - \vec{\nabla} \Phi_g \quad \Delta \Phi_g = 4\pi G \rho \quad P = \rho c_s^2 \quad (6.16)$$

On considère de petites perturbations $(\rho_1, P_1, \dots)$ aux solutions statiques $(\rho_0, P_0, \dots)$ de ces équations,

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad P = P_0 + P_1 \quad \vec{v} = \vec{0} + \vec{v}_1 \quad \Phi_g = \Phi_{g,0} + \Phi_{g,1} \quad (6.17)$$

On linéarise alors les équations en développant au premier ordre, ce qui donne

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = c_s^2 \Delta \rho_1 + (4\pi G \rho_0) \rho_1 \quad (6.18)$$

On suppose enfin, pour ces perturbations, une forme harmonique²⁸, soit

$$\rho_1 = A_\rho \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad (6.19)$$

26. On fait le même raisonnement que précédemment : si le contraste de densité est initialement supérieur à 14.1, une augmentation de P_0 donc de m s'accompagne d'une diminution du contraste de densité et donc d'une diminution du gradient de pression entre centre et bord et donc de la force de pression interne. Le système s'effondre.

27. C'est l'équation de Navier-Stokes dans le cas d'une viscosité nulle, $\eta = 0$.

28. On fait une **analyse de stabilité linéaire**, en déterminant la **relation de dispersion** entre ω et k , et les conditions pour lesquelles ω peut présenter une partie imaginaire, aboutissant à des perturbations exponentiellement croissantes, ce qui traduit l'instabilité.

ce qui donne la relation de dispersion

$$\omega^2 = c_s^2 (k^2 - k_J^2) \quad k_J = \frac{\sqrt{4\pi G \rho_0}}{c_s} \quad (6.20)$$

Exercice 109 : Établir l'équation (6.18) puis l'équation (6.20).

Cela montre qu'une **perturbation est instable** si sa longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$ est supérieure à la **longueur de Jeans**

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi c_s^2}{G \rho_0}} \approx 0.25 \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ pc} \quad (6.21)$$

Si on isole une sphère de diamètre λ_J dans ce milieu, elle a une masse $\propto \rho_0 \lambda_J^3$ qui est, à un facteur deux près environ, la masse de Bonnor-Ebert. Il est donc usuel de renommer celle ci en **masse de Jeans**, avec

$$M_J = \frac{m_1 c_s^3}{\rho_0^{1/2} G^{3/2}} \approx 1.6 \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} M_\odot \quad (6.22)$$

La masse de Bonnor-Ebert marque le début de l'instabilité d'un nuage²⁹ qui se développe sur une échelle de temps

$$\tau_J = \frac{1}{\sqrt{4\pi G \rho_0}} \approx 1.9 \cdot 10^5 \left(\frac{n_{\text{H}}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ an} \quad (6.23)$$

Exercice 110 : Établir les expressions numériques (6.21), (6.22) et (6.23).

Exercice 111 : Pourquoi l'état initial de l'approche de Jeans est-il en fait complètement irréaliste (on parle d'"arnaque de Jeans") ? Cela ne pose pas de problème puisque l'approche plus correcte à partir de l'équation de Lane-Emden donne des résultats proches.

Les valeurs numériques de λ_J et M_J montrent que **les cœurs denses et les globules de Bok sont proches de l'instabilité gravitationnelle**. Dans le cas des **clumps**, dont la densité et la température sont proches de celles des cœurs, mais la masse sensiblement plus élevée (10 à $10^3 M_\odot$), le fait qu'ils ne semblent pas en effondrement indique que **d'autres supports sont requis contre la gravité que la seule pression thermique**.

6.2.3 Support rotationnel

On peut généraliser l'approche précédente en incluant l'effet de la rotation du nuage autour d'un axe fixe. Il faut alors passer en coordonnées cylindriques (ϱ, θ, z) et introduire le **moment cinétique spécifique**³⁰ $j = \varrho v_\theta$, où v_θ est la composante orthoradiale de la vitesse. L'impact de la force centrifuge est une **stabilisation** des configurations, mais le détail dépend de la manière dont j varie avec la distance à l'axe³¹. En supposant une **rotation solide** à la vitesse angulaire Ω_0 , on a la distribution de masse dans le cœur sous la forme

$$\rho(\vec{r}) = \rho_c \exp \left[-\frac{\Phi_c + \Phi_g - \Phi_g(\vec{0})}{c_s^2} \right] \quad (6.24)$$

29. D'autres **modes** perturbatifs deviennent successivement instables lorsqu'on continue à se déplacer vers la droite sur la courbe $m(\rho_c/\rho_0)$. Au premier maximum, M_{BE} , c'est le mode fondamental - celui ne comportant pas de nœud de déplacement radial - qui se déstabilise, et chaque extremum sur cette courbe marque la déstabilisation d'un mode supplémentaire. Pour la sphère isotherme singulière, obtenue dans la limite $\rho_c/\rho_0 \rightarrow \infty$, tous les modes sont instables.

30. Le terme "spécifique" signifie "par unité de masse", c'est une dénomination usuelle.

31. Il doit croître en s'éloignant de l'axe, faute de quoi une **instabilité rotationnelle** se développe [7] (§9.2.1).

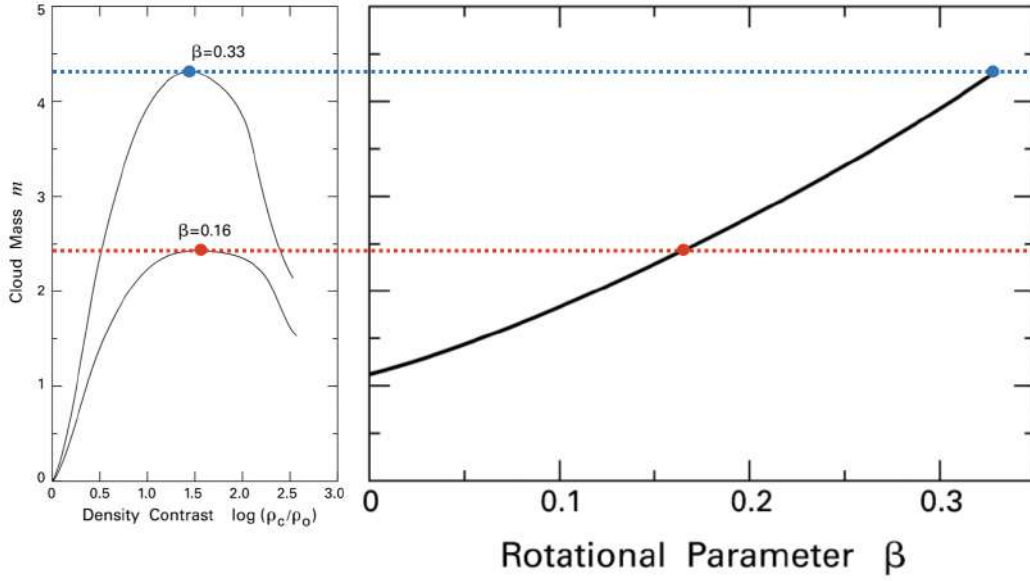


FIGURE 6.20 – Courbes $m(\rho_c/\rho_0)$ pour deux paramètres de rotation β (à gauche) et évolution de la masse critique marquant le premier maximum de $m(\rho_c/\rho_0)$, en fonction de β (à droite). Figures adaptées de [7].

où Φ_g est le potentiel gravitationnel et Φ_c le potentiel centrifuge

$$\Phi_g(\vec{r}) = -G \int \frac{\rho(\vec{u})}{|\vec{u} - \vec{r}|} d^3\vec{u} \quad \Phi_c(\vec{r}) = - \int_0^\varrho \frac{j^2}{\varrho^3} d\varrho \quad (6.25)$$

On peut faire une résolution numérique de ce système, en supposant une densité externe ρ_0 , qui va dépendre de **deux paramètres** indépendants :

- Le contraste de densité ρ_c/ρ_0 , de même que pour les modèles sans rotation ;
- Un paramètre caractérisant la rotation, $\beta = \Omega_0^2 r_0^3 / (3GM)$, rapport de l'énergie cinétique de rotation à l'énergie potentielle gravitationnelle dans le cas sans rotation.

La Fig. 6.20 montre que la masse maximale (critique) au-delà de laquelle le nuage est instable augmente lorsque β augmente, c'est-à-dire que le **support rotationnel** est plus important. En réalité, la mesure de l'énergie cinétique de rotation des cœurs denses, via les profils de raies³², semble indiquer qu'elle est négligeable devant l'énergie potentielle gravitationnelle, soit $\beta \lesssim 10^{-3}$. Il faut donc chercher ailleurs la source du support contre la gravité, en l'occurrence le champ magnétique.

Exercice 112 : Quelle est la valeur maximale de β à laquelle le cœur sphérique se disloquerait ?

6.2.4 Support magnétique

La présence d'un champ magnétique impose de traiter le problème en **magnétohydrodynamique** (MHD). À partir des équations de Maxwell, et en introduisant la loi d'Ohm locale donnant la **densité de courant** $\vec{j}$ en termes de la conductivité σ , on a l'équation d'évolution du champ magnétique

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{B}) - \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} \right) \quad (6.26)$$

32. On utilise notamment la raie à 1.3 cm de NH_3 , et on obtient typiquement des gradients de vitesse de l'ordre de $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{pc}^{-1}$ à l'échelle des cœurs denses (Fig. 6.21), et un ordre de grandeur moins élevé à l'échelle des nuages moléculaires.

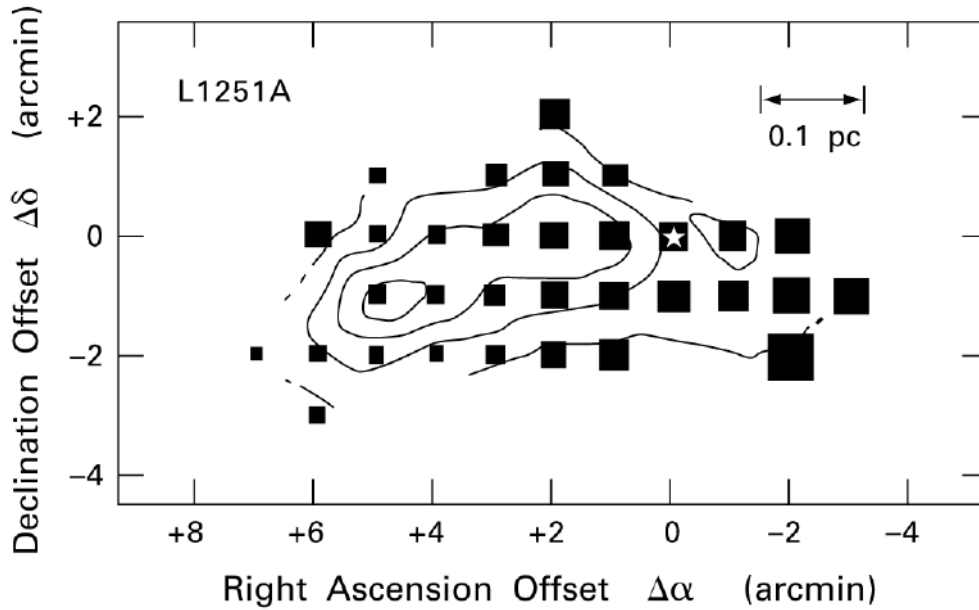


FIGURE 6.21 – Cartographie de la vitesse radiale (représentée par la taille des carrés) déduite des mesures de la raie à 1.3 cm de NH_3 dans le cœur dense L1251A. Figure issue de [7].

où $\vec{v}$ est la vitesse du fluide.

Exercice 113 : Obtenir la relation (6.26)

La conductivité est très grande dans les objets considérés, et on peut donc négliger le second terme du membre de droite, ce qui donne l'**équation d'induction**

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (6.27)$$

On note au passage que la force magnétique par unité de volume $\vec{f}_m$ qui doit alors apparaître dans l'équation d'Euler prend la forme

$$\vec{f}_m = -\vec{\nabla} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} \quad (6.28)$$

les deux termes de cette expression étant appelés respectivement **force de pression magnétique** et **force de tension magnétique**.

Exercice 114 : Démontrer la relation (6.28).

Exercice 115 : En considérant des situations simples comme un nuage très aplati et circulaire, perpendiculaire à des lignes de champ parallèles, expliquer physiquement les effets des deux termes de la force $\vec{f}_m$.

L'approximation (6.27) est dite du **flux gelé**, car elle correspond au fait que les lignes de champ magnétique sont entraînées avec le fluide, et qu'inversement, le gaz est astreint à se déplacer avec les lignes de champ. Cette contrainte est appliquée aux ions et aux électrons, qui entraînent le reste du gaz

par friction. Énergétiquement, le champ magnétique contribue significativement au support, comme on l'a vu plus tôt (équation 4.33), mais il est certain qu'un découplage de la matière et du champ doit avoir lieu (la **diffusion ambipolaire** et la **reconnexion** des lignes de champ) pour que la contraction puisse procéder jusqu'aux densités stellaires³³.

Exercice 116 : Dans un modèle simple sphérique, comment le flux gelé se traduit-il sur l'intensité B du champ magnétique en fonction de la taille du nuage R ? Cela explique-t-il la relation entre B et n_H notée sur la Fig. 4.25 ?

On trouvera dans [7] (§9.4) la discussion des configurations d'équilibre en présence d'un champ magnétique mais sans rotation, qui dépendent de **trois paramètres** : le contraste en densité, le rapport $\alpha = B^2/(2\mu_0 P_{th})$ de l'énergie magnétique à l'énergie thermique, et le rayon adimensionné ξ_0 . Les lignes de champ présentent une géométrie "**en sablier**" ("*hourglass*"), et la distribution en densité est aplatie perpendiculairement aux lignes de champ. C'est le résultat du fait que les ions peuvent librement s'écouler le long des lignes de champ, et donc y entraîner les neutres, ce qui provoque une contraction d'abord préférentiellement parallèle aux lignes de champ. La contraction perpendiculairement au champ entraîne la formation de la structure en sablier, comme on peut le voir sur la Fig. 6.22.

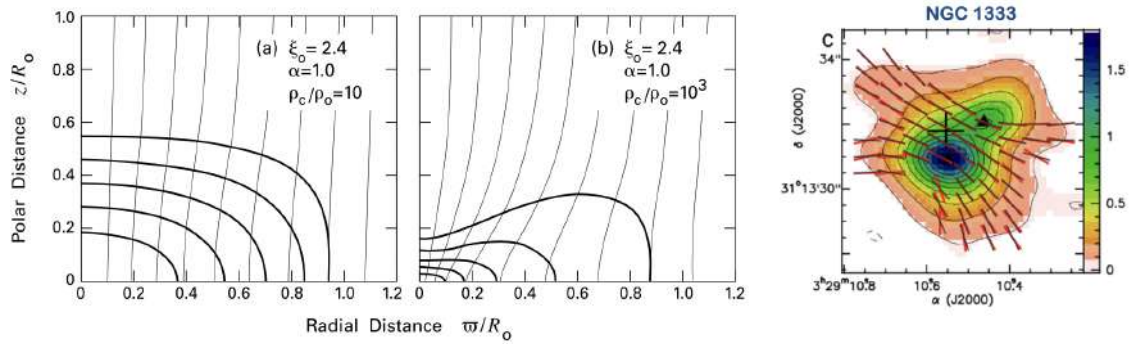


FIGURE 6.22 – À gauche : exemples de configurations d'équilibre en présence d'un champ magnétique (courbes isodensité en traits gras, lignes de champ en traits fins). La figure de gauche présente un cas stable, celle de droite un cas instable. Figure issue de [7]. À droite : observation de l'émission et du champ magnétique dans la protoétoile NGC1333-IRAS4A [163].

La stabilité du nuage peut ici aussi être discutée, et il est intéressant de le faire à partir du **théorème du viriel**, qu'on rappelle ici

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2E_c + 3(\gamma - 1)U + E_g + E_m - 3P_0 V \quad (6.29)$$

et qui fait intervenir l'énergie cinétique (macroscopique) E_c , l'énergie interne U et l'exposant adiabatique γ , l'énergie potentielle gravitationnelle E_g et l'énergie magnétique $E_m = VB^2/(2\mu_0)$, où V est le volume du nuage. Ce théorème donne l'évolution temporelle du moment d'inertie

$$I = \sum_k m_k r_k^2 \quad (6.30)$$

d'une collection de particules. Si le membre de droite est nul, le système est en équilibre, s'il est négatif, il est en contraction et s'il est positif il est en expansion. En se plaçant à l'équilibre, et en négligeant le support thermique et l'impact de la pression externe P_0 , on a donc

$$2E_c + E_g + E_m = 0 \quad (6.31)$$

33. On trouve sinon des valeurs de champ magnétique stellaire pour les T Tauri qui sont de l'ordre de 10^7 G, soit quatre ordres de grandeur trop élevé par rapport aux observations [7] (§9.3.4 et §17.4.2.)

En négligeant l'énergie cinétique macroscopique (turbulence et rotation), on montre qu'il y a une valeur critique du **rapport masse-flux**³⁴ au-delà de laquelle le nuage est instable

$$\left(\frac{M}{\Phi}\right)_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{10}{9\pi\mu_0 G}} \quad (6.32)$$

Les nuages pour lesquels M/Φ dépasse cette valeur sont appelés **supercritiques**, les autres sont dits **sous-critiques**. L'analyse de stabilité peut aussi se faire à la manière de l'approche de Jeans, quoique plus complexe, et fait apparaître, en plus des ondes sonores, les ondes MHD que sont les **ondes magnéto-soniques** et les **ondes d'Alfvén**. On se reportera à [7] (§9.5) pour une discussion exhaustive³⁵.

Exercice 117 : Démontrer le théorème du viriel.

Exercice 118 : Obtenir le rapport masse-flux critique de l'équation (6.32).

6.2.5 Temps de chute libre

Pour un nuage instable, la question du temps caractéristique de contraction se pose naturellement. On peut l'aborder dans un cas extrêmement simplifié qui est celui de la **chute libre** pour un nuage homogène de masse M , en symétrie sphérique (on note R le rayon initial) et en négligeant le gradient de pression pouvant contrebalancer la gravité. On part donc de l'équation du mouvement

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM_a}{r^2} \quad (6.33)$$

pour une particule en r située initialement au rayon $a = r(t=0)$, attirée par la masse M_a interne à ce rayon initial, qui est constante. En passant en variable vitesse radiale $u = \dot{r}$, on montre³⁶ que le **temps de chute libre** s'écrit

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3}{8\pi G \rho_0}} \int_0^1 \sqrt{\frac{\xi}{1-\xi}} d\xi = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}} \quad (6.34)$$

où ρ_0 est la masse volumique initiale du nuage. Numériquement, on a

$$t_{\text{ff}} = 4.4 \cdot 10^4 \left(\frac{n_{\text{H}}}{10^6 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ an} \sim \tau_{\text{J}} \quad (6.35)$$

Pour un nuage de $10 M_{\odot}$ dans un rayon de 0.1 pc, le temps de chute libre est de l'ordre de $1.7 \cdot 10^5$ an.

Exercice 119 : Établir l'expression (6.34) du temps de chute libre.

6.2.6 La fragmentation hiérarchique

Au cours de l'effondrement, il peut se produire un phénomène de **fragmentation** permettant peut-être d'interpréter le fait que la formation stellaire se fasse en groupes. Considérons un nuage gravitationnellement instable, de masse $M_0 > M_{\text{J}}$, en évolution isotherme. Le modèle de la Fig. 6.23 (à gauche) est une version extrêmement schématisée de cette situation. Le nuage en contraction passe d'une taille caractéristique L à une taille aL , avec $a < 1$. La masse de Jeans (6.22), qui varie comme $\rho^{-1/2} T^{3/2}$, donc comme $(aT)^{3/2}$ ou encore $a^{3/2}$ dans une évolution isotherme, décroît avec le temps t

34. On parle ici du **flux magnétique** $\Phi = \pi R^2 B$ au travers de la section du nuage.

35. On y trouvera une formule légèrement différente pour le rapport masse-flux critique, du fait de l'approche plus complète. Le résultat est néanmoins proche.

36. On traite ici un nuage initialement homogène. Plus généralement, le temps de chute libre est $\tau(a) \propto \sqrt{a^3/M_a}$.

puisque $a(t)$ est une fonction décroissante. Une sous-région du nuage, de masse bM_0 avec $b < 1$, devient instable dès lors que $M_J(a) < bM_0$. Chaque sous-nuage s'effondre alors sur lui-même indépendamment du reste du nuage. **La fragmentation s'arrête du fait de l'augmentation de l'opacité τ** , qui résulte de l'augmentation de la densité du gaz et des poussières lors de l'effondrement. Le piégeage radiatif qui s'ensuit amène une **élévation de température qui fait remonter la masse de Jeans** et stoppe le processus. On peut produire de trois à huit fragments à chaque niveau, et la **masse minimale d'un fragment** peut être calculée [9] (§5.3)

$$M_{\min} \approx 10c \left(\frac{h}{2G} \right)^{3/2} \left(\frac{k_B T}{\mu^9} \right)^{1/4} \quad (6.36)$$

où μ est la masse moyenne par particule. Numériquement, pour $T = 10 \text{ K}$ et $\mu = 4 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, on trouve $M_{\min} \approx 0.015 M_{\odot}$, bien inférieure à la limite de combustion de l'hydrogène. Ce calcul prédit donc en quelque sorte l'existence des **naines brunes**.

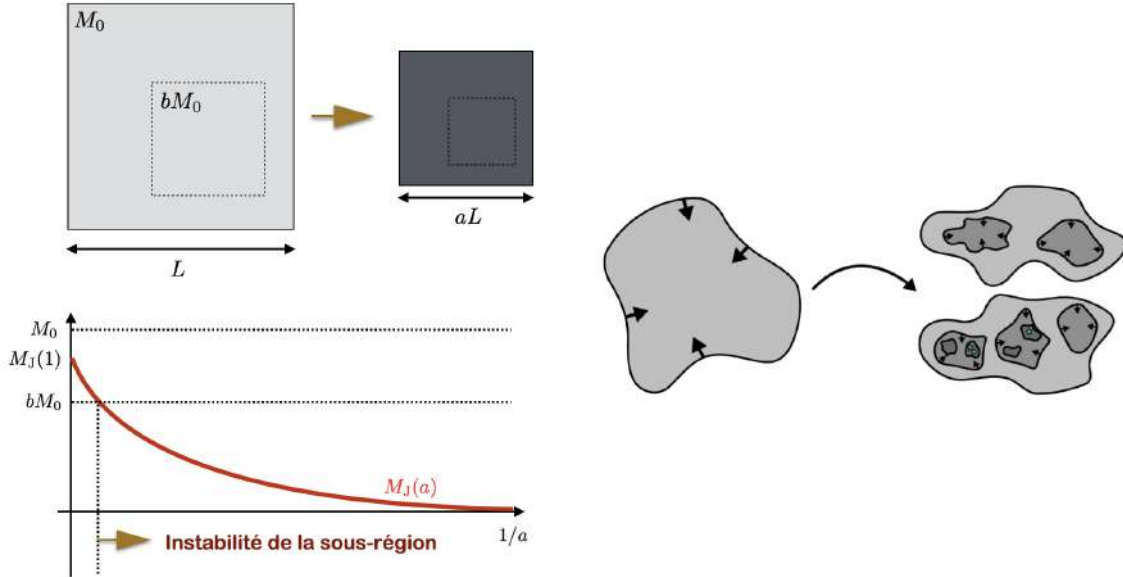


FIGURE 6.23 – Modèle schématique de la fragmentation hiérarchique (à gauche) et représentation plus "réaliste" de son effet sur un nuage en effondrement (à droite).

6.2.7 Affranchissement des supports magnétique et rotationnel

On a vu que le champ magnétique et la rotation pouvaient fournir un support contre l'effondrement gravitationnel³⁷. Il convient donc de voir comment on peut s'en affranchir pour permettre la contraction.

La diffusion ambipolaire

La présence d'un champ magnétique dans un milieu partiellement ionisé³⁸ avec une conductivité électrique très grande impose le gel du champ magnétique dans la matière, par le biais de l'attachement

37. Pour le cas de la rotation, ce support est négligeable dans les cœurs mais devient important à petite échelle lorsque l'objet protostellaire central est formé. On a alors formation du disque circumstellaire.

38. L'ionisation est très faible : on rappelle que la fraction d'ionisation est $x_e \lesssim 10^{-7}$ dans ces régions.

des ions³⁹ au champ et de la friction entre les ions et les neutres. Ces dernier peuvent se déplacer librement par rapport à $\vec{B}$, et il y a donc diffusion entre les ions et les neutres, qu'on appelle **diffusion ambipolaire**. Le temps caractéristique de cette diffusion s'écrit

$$\tau_{AD} \sim \frac{3x_e \sigma_{in}}{4\pi G m_H} \quad (6.37)$$

où σ_{in} est la section efficace de collision ion-neutre. Numériquement, si x_e est déterminée par l'équilibre entre l'ionisation de H_2 par les rayons cosmiques ($\propto \zeta_{CR} n_{H_2}$) et la recombinaison ($\propto x_e^2 n_{H_2}^2$), on trouve

$$\tau_{AD} \approx 2.5 \cdot 10^6 \left(\frac{n_{H_2}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ an} \quad (6.38)$$

Assez rapidement, l'essentiel de la masse (portée par les neutres) a donc pu diffuser vers le centre, laissant derrière elle les lignes de champ. La situation peut alors aussi être vue comme une augmentation du rapport M/Φ , et l'effondrement peut se poursuivre.

La barrière centrifuge et le freinage magnétique

Dans les phases tardives de l'effondrement, l'énergie cinétique de rotation va prendre un rôle important. Pour le comprendre, prenons le cas d'un nuage sphérique homogène, de masse M , non magnétisé, de rayon initial R_0 , en rotation solide à la vitesse angulaire initiale Ω_0 autour d'un axe Oz . La conservation du moment cinétique $\mathcal{L} \propto RV \propto \Omega R^2$ implique que la vitesse angulaire de rotation et l'énergie cinétique correspondante augmentent lors de la contraction,

$$\Omega = \Omega_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \quad E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} I \Omega^2 = \frac{1}{5} M R^2 \Omega^2 = \frac{1}{5} M R_0^2 \Omega_0^2 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \quad (6.39)$$

L'énergie potentielle gravitationnelle, elle, augmente aussi, mais moins vite en valeur absolue, puisqu'elle est en $1/R$. Le rapport des deux énergies est alors

$$\frac{E_{\text{rot}}}{E_g} = \left(\frac{E_{\text{rot}}}{E_g} \right)_0 \left(\frac{R_0}{R} \right) \quad (6.40)$$

et l'effondrement s'arrête lorsque ce rapport atteint l'unité. On se heurte à une **barrière centrifuge** ennuyeuse : typiquement, dans un cœur dense de 0.1 pc, on a $E_{\text{rot}}/E_g \sim 10^{-3}$, de sorte que le rapport de compression R_0/R ne saurait dépasser ~ 1000 , la densité du milieu n'augmentant que d'un facteur 10^9 au lieu des 10^{21} recherchés. Il faut donc **évacuer du moment cinétique**, i.e., ralentir la rotation.

La solution se trouve dans le champ magnétique. Les lignes de champ traversant le nuage sont "arrimées" au champ à grande échelle. La rotation du cœur central tend à les enrouler, comme le montre le schéma de la Fig. 6.24 (gauche). La **tension magnétique** cherchant à réaligner les lignes de champ, des ondes d'Alfvén se propagent du cœur vers l'enveloppe, à la vitesse d'Alfvén

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho_e}} \quad (6.41)$$

où ρ_e est la masse volumique de l'enveloppe. Dans celle-ci, les ions sont entraînés par le mouvement du champ magnétique, et les neutres suivent par friction, ce qui aboutit à une mise en rotation de l'enveloppe, permettant l'évacuation du moment cinétique du cœur. Un modèle très simple permet d'estimer le temps caractéristique de ce **freinage magnétique**, qui dépend de la masse et du rayon du nuage, de ρ_e et de l'intensité du champ magnétique,

$$\tau_{MB} \sim \frac{M}{\pi R^2 \rho_e v_A} \quad (6.42)$$

39. Les électrons aussi, mais ils comptent pour une fraction négligeable de la masse et sont moins bien couplés aux neutres.

La barrière centrifuge peut ainsi être surmontée sur cette échelle de temps, mais le processus peut être trop efficace, car il semble empêcher la formation de **disques protoplanétaires**. Comme on observe ces disques, on parle de "**magnetic braking catastrophe**", qui est potentiellement résolue par le désalignement entre axe de rotation et champ magnétique, comme le suggèrent les simulations (Fig. 6.24, droite [164]).

Exercice 120 : Montrer que le freinage magnétique se produit sur l'échelle de temps τ_{MB} .

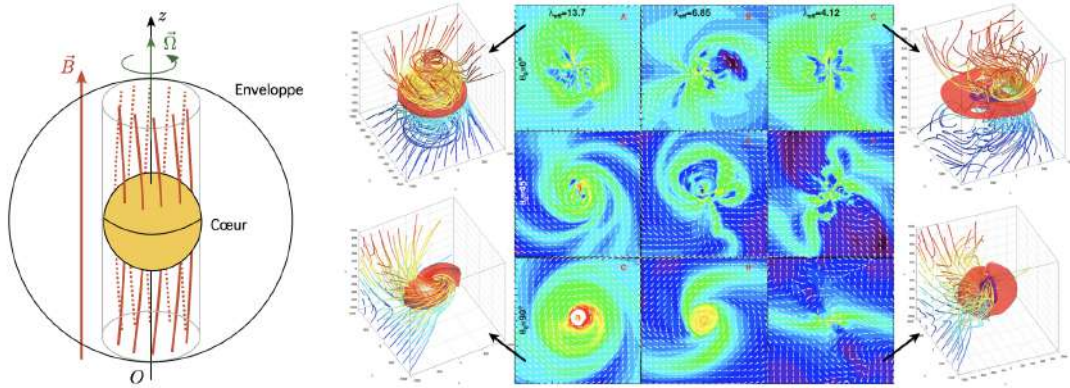


FIGURE 6.24 – Schéma montrant le principe du freinage magnétique par enroulement des lignes de champ, propagation d'ondes d'Alfvén vers l'enveloppe et mise en co-rotation de celle-ci (à gauche) et simulations numériques de cet effet [164].

6.2.8 Premier cœur hydrostatique de Larson

La remarque qui a été faite plus haut sur l'effet de l'augmentation de l'opacité a son importance sur l'évolution d'un fragment isolé. Thermodynamiquement, on peut appliquer le **premier principe**

$$dU = \delta W + \delta Q = -PdV + \delta Q \quad (6.43)$$

le travail reçu par le nuage étant celui des forces de pression, qui est positif puisque $dV < 0$. Le gaz étant supposé parfait, il obéit à la **première loi de Joule**, U n'est fonction que de T . Une évolution isotherme implique donc $dU = 0$ et donc $\delta Q < 0$. **Le système doit évacuer de la chaleur**, ce qu'il fait sous forme de **rayonnement**⁴⁰. Cela est possible tant que la densité est suffisamment faible, mais **l'opacité augmente nécessairement lorsque le rayon du nuage diminue**, puisque

$$\tau \propto \int n_H dr \propto R^{-2} \quad (6.44)$$

Lorsque le nuage devient optiquement épais, l'isothermalité est rompue et l'évolution doit devenir **adiabatique**. On a alors augmentation de l'énergie interne $dU = \delta W > 0$ jusqu'à atteindre l'équilibre avec l'énergie potentielle de gravitation et l'énergie cinétique, selon la relation du viriel

$$2E_c + 3(\gamma - 1)U + E_g + E_m = 0 \quad (6.45)$$

On observe alors une pause de l'effondrement dans les parties centrales opaques, c'est la formation du **premier cœur hydrostatique de Larson** (*first hydrostatic core*, FHSC). Le gaz des couches externes continue, lui, à s'effondrer, ce qui provoque un **choc d'accrétion sur le cœur**. La Fig. 6.25 présente des simulations de ces objets, au **temps de vie très court**, et des observations d'objets candidats.

40. Conduction et convection sont très inefficaces dans ces milieux raréfiés.

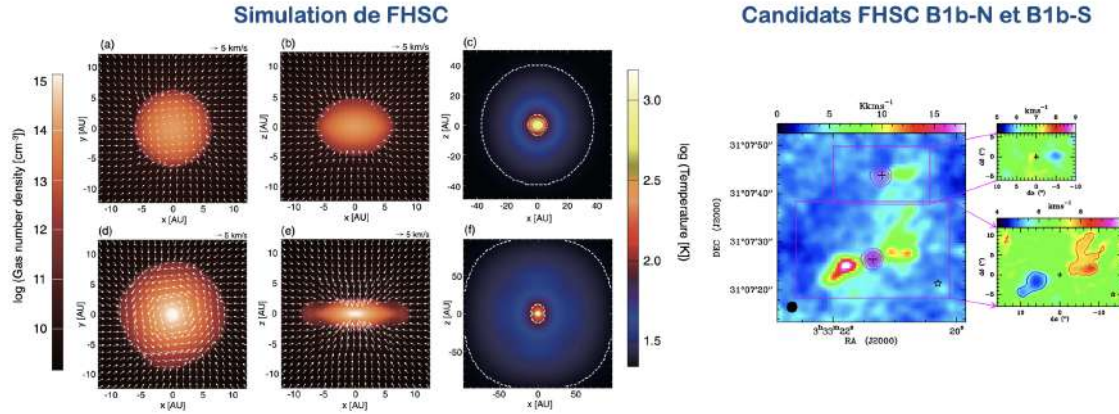


FIGURE 6.25 – Simulations de premiers cœurs hydrostatiques (à gauche) [165] et observations d'objets candidats (à droite) [166].

6.2.9 La phase principale d'accrétion

Lorsqu'au centre du cœur en effondrement, l'opacité devient trop importante pour évacuer l'énergie⁴¹, un objet central stable est né, le premier cœur de Larson. À ce stade, sa masse est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ et sa taille ~ 5 UA. L'application du théorème du viriel montre que sa température est alors ~ 850 K, et sous l'effet de la compression⁴², cette température augmente en M/R . Lorsqu'elle dépasse ~ 2000 K, l'**hydrogène moléculaire commence à se dissocier** collisionnellement. Ce processus étant fortement **endothermique**, il prélève de l'énergie interne au système et lui retire donc du support contre la gravité. C'est la fin du premier cœur hydrostatique de Larson et le **second collapse**, au bout duquel un second cœur hydrostatique se forme, qui est une véritable **proto-étoile** aux propriétés quasi-stellaires ($M_{\star} \sim 0.1 M_{\odot}$, $R_{\star} \sim 5 R_{\odot}$, $T_{\star} \sim 10^5$ K). Le matériau de l'enveloppe continue à s'effondrer et vient **accréter** sur la proto-étoile, c'est la **phase principale d'accrétion** pendant laquelle la proto-étoile va constituer l'essentiel de sa masse.

Exercice 121 : Montrer que la température augmente comme M/R .

Pour traiter cette phase, on considère le **modèle d'accrétion de Bondi**, dont les hypothèses sont :

- La proto-étoile est assimilée à une masse ponctuelle au repos dans un milieu ambiant uniforme ;
- L'accrétion est à symétrie sphérique, à un taux $\dot{M}$ constant ;
- L'équation d'état du gaz est isotherme, avec une vitesse du son constante ;
- L'auto-gravité du gaz est négligeable devant l'attraction exercée par la proto-étoile ;
- L'augmentation de la masse de la proto-étoile est négligeable devant sa masse initiale ;
- Le système est en régime stationnaire.

Le problème est schématisé sur la Fig. 6.26. En considérant l'accélération radiale⁴³ $a(r)$ d'une particule fluide entre t et $t + dt$, l'équation du mouvement sous l'effet de la gravité de la proto-étoile et des forces de pression, l'équation d'état isotherme reliant pression et densité et la conservation de la masse au travers d'une coquille sphérique⁴⁴, on obtient une équation différentielle non-linéaire donnant la vitesse

41. Remarquons ici que dans la phase précédente, la luminosité L est fournie par la libération d'énergie potentielle gravitationnelle E_g , selon

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \propto -G \frac{M^2 \dot{R}}{R^2} \quad (6.46)$$

La température du cœur est faible, mais sa grande taille compense pour fournir une luminosité importante.

42. Celle-ci est due à l'accrétion continue de matière.

43. comptée positivement vers l'objet central

44. On note que le **taux d'accrétion** s'écrit $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r)$ et est indépendant de r dans ce modèle.

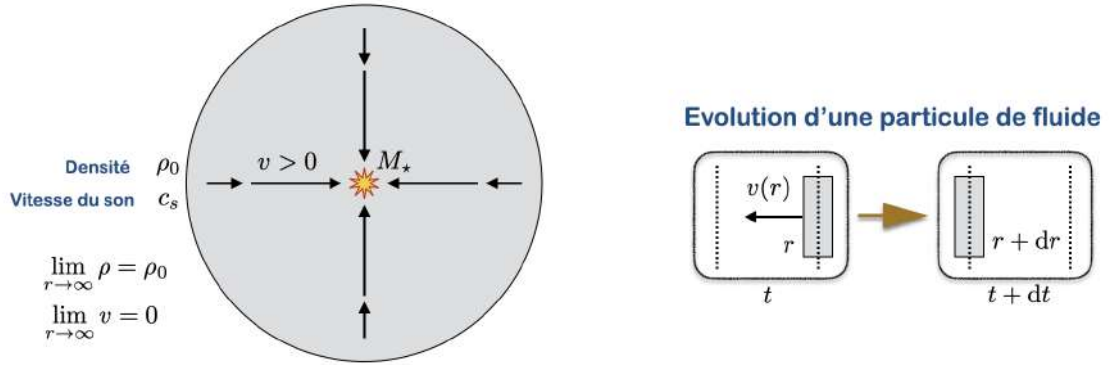


FIGURE 6.26 – Schéma du modèle de l'accrétion de Bondi (à gauche) et évolution d'une particule fluide entre t et $t + dt$ pour résoudre le problème (à droite).

radiale $v(r)$ du gaz en fonction de r

$$\frac{dv}{dr} = -\frac{\frac{GM_*}{r^2} - \frac{2c_s^2}{r}}{v(r) - \frac{c_s^2}{v(r)}} \quad (6.47)$$

Exercice 122 : Établir l'équation différentielle (6.47).

On peut résoudre cette équation en séparant les variables v et r , et en appliquant la condition aux limites qu'à grande distance $r \rightarrow \infty$ la vitesse s'annule et la densité tend vers celle de l'enveloppe, ρ_0 . Pour une proto-étoile donnée dans un environnement donné, on obtient alors une relation analytique (quoiqu'implicite) entre la vitesse et la position

$$\dot{M} = 4\pi\rho_0 v r^2 \exp\left(\frac{GM_*}{c_s^2 r} - \frac{v^2}{2c_s^2}\right) \quad (6.48)$$

Exercice 123 : Résoudre l'équation différentielle (6.47) pour obtenir la solution (6.48).

On note que, dans l'équation différentielle (6.47), il existe potentiellement une singularité qui correspond à l'existence d'un **point sonique** R_s tel que $v(R_s) = c_s$. Cela ne pose pas de problème si le numérateur s'annule également en ce point, ce qui permet de déterminer R_s ,

$$R_s = \frac{GM_*}{2c_s^2} \quad (6.49)$$

L'équation implicite (6.48) peut être résolue numériquement en introduisant un rayon adimensionné, une vitesse adimensionnée et un taux d'accrétion adimensionné

$$\tilde{r} = \frac{r}{R_s} \quad \tilde{v} = \frac{v}{c_s} \quad \tilde{M} = \frac{\dot{M}}{4\pi R_s^2 \rho_0 c_s^2} \quad (6.50)$$

de telle sorte que

$$\tilde{M} = \tilde{v} \tilde{r}^2 \exp\left(\frac{2}{\tilde{r}} - \frac{\tilde{v}^2}{2}\right) \quad (6.51)$$

ce qui donne les courbes de la Fig. 6.27. Les seules solutions physiquement acceptables sont celles qui sont **subsoniques** ($v < c_s$) et la solution qui passe par le point sonique $(r, v) = (R_s, c_s)$, indiquée en vert. Le taux d'accrétion correspondant à cette dernière solution est une valeur critique

$$\dot{M}_c = \frac{e^{3/2} \pi \rho_0 G^2 M_\star^2}{c_s^3} \quad (6.52)$$

pour laquelle on peut avoir une **accrétion supersonique** sur la proto-étoile, atteignant asymptotiquement la vitesse de chute libre (Fig. 6.27, droite). L'arrivée de ce matériel en chute libre sur la proto-étoile provoque un **choc d'accrétion** et la luminosité de l'objet central est essentiellement due à l'accrétion

$$L = G \frac{M_\star \dot{M}}{R_\star} \quad (6.53)$$

Exercice 124 : Démontrer l'expression (6.52) du taux d'accrétion critique.

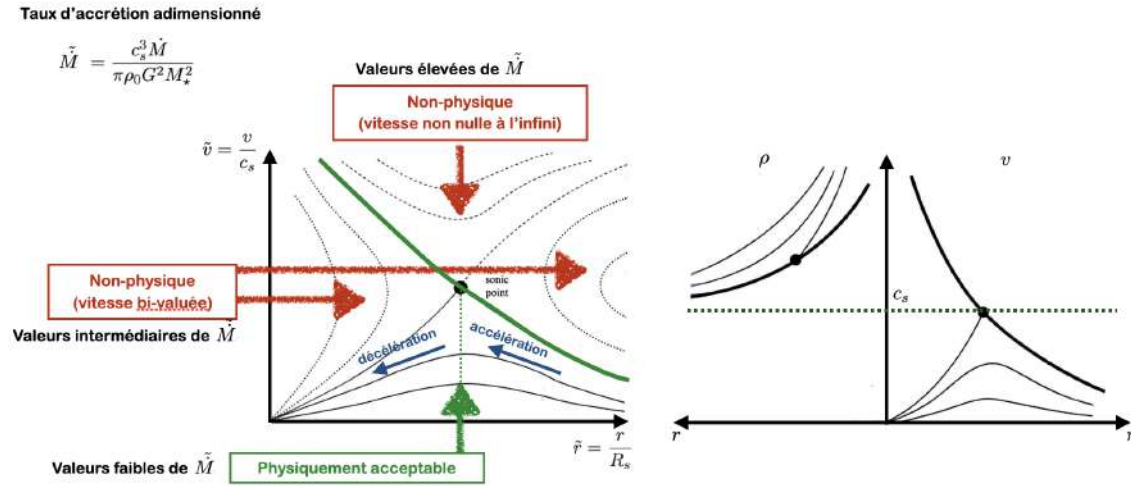


FIGURE 6.27 – Solutions $\tilde{v}(\tilde{r})$ pour différents taux d'accrétion adimensionnés $\tilde{M}$ (à gauche) et profils de vitesse et de densité pour les solutions physiquement acceptables (à droite). Figure adaptée de [9].

6.3 L'évolution vers la séquence principale

Après la fin de la phase d'accrétion, les protoétoiles sont alors visibles optiquement, et on peut déterminer leur luminosité et leur température effective, elles apparaissent alors dans le diagramme de Hertzsprung-Russell. Toutes se trouvent en dessous d'une courbe appelée **ligne des naissances**, comme on le voit sur la Fig. 6.9. Elles vont ensuite évoluer, rapidement d'abord puis plus lentement, vers la **séquence principale**, le long de trajectoires déterminées par leur masse $M_\star$, comme le montrent les différents panneaux de la Fig. 6.28.

6.3.1 Trajectoires de Hayashi

Le début de l'évolution de l'objet central, opaque au rayonnement en raison de la poussière et en équilibre hydrostatique, est une **contraction quasi-statique**, appelée **contraction de Kelvin-Helmholtz**, qui libère de l'énergie gravitationnelle, dont la moitié sert à chauffer le gaz et et l'autre moitié est rayonnée. Pour déterminer l'évolution dans le diagramme HR, il faut considérer la structure de l'atmosphère de la proto-étoile. Au-dessus de 2000 K, la poussière est détruite, et l'opacité κ

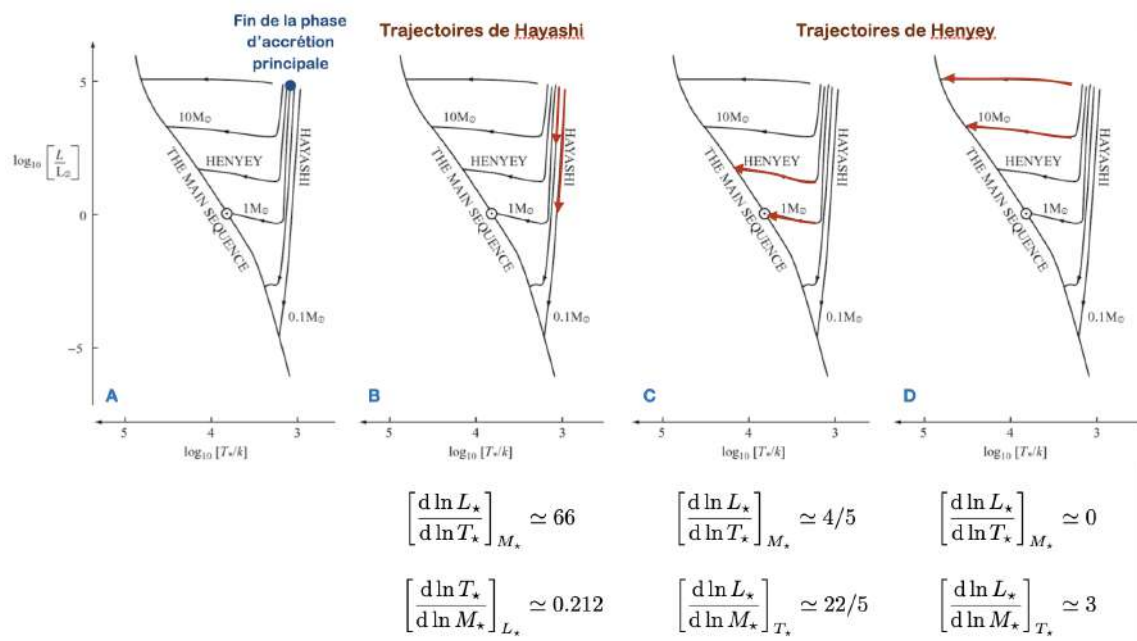


FIGURE 6.28 – Évolution des proto-étoiles dans le diagramme HR, depuis l'apparition au niveau de la ligne des naissances (A), en passant par les trajectoires de Hayashi (B) et de Henyey pour les étoiles peu massives (C) et très massives (D). Figure adaptée de [9].

est fournie par les ions H^- , avec $\kappa = \kappa_1 \rho^{3/2} T^{9/2}$. Dans les couches les plus externes, **l'énergie est transportée radiativement**, de sorte que la constance du flux radiatif

$$F = -\frac{4\sigma T^3}{\kappa} \frac{dT}{dr} = \sigma T_\star^4 \quad (6.54)$$

permet de relier la **structure en température** $T(\tau)$ de ces couches⁴⁵ à la température effective $T_\star$,

$$T(\tau) = T_\star (\tau + 1)^{1/4} \quad (6.55)$$

L'équilibre hydrostatique et l'équation d'état, qui s'écrivent⁴⁶

$$\frac{dP}{d\tau} = \frac{GM_\star \rho(\tau)}{\kappa(\tau) R_\star^2} \quad P(\tau) = \frac{\rho(\tau) k_B T(\tau)}{\mu} \quad (6.56)$$

permettent alors de déterminer la **structure en pression**

$$P(\tau) = \left[\frac{3GM_\star \ln(\tau + 1)}{2\kappa_1 R_\star^2 T_\star^4} \right]^{2/3} \left(\frac{k_B}{\mu} \right)^{1/3} \quad (6.57)$$

Exercice 125 : Obtenir la forme (6.57) de la pression interne.

Le transport reste radiatif sur une faible épaisseur optique $\tau \approx 2$, puis devient **convectif**, le gradient $d \ln P / d \ln T$ devenant trop faible⁴⁷. Il est alors imposé par le rapport $\gamma/(\gamma - 1) \approx 5/2$ et la relation pression-température devient

$$\frac{P}{T^{5/2}} = \frac{P_t}{T_t^{5/2}} \quad (6.59)$$

45. τ est la profondeur optique depuis le haut de l'atmosphère de la protoétoile, avec $d\tau = -\kappa dr$.

46. On rappelle que μ est la masse moyenne par particule du gaz.

47. On rappelle (voir le cours F07) que le transport devient convectif si le gradient de température nécessaire au

où P_t et T_t sont les valeurs de la pression et de la température calculées au point de transition radiatif-convectif ($\tau \approx 2$). Dans cet intérieur convectif, l'équation d'état et l'équilibre hydrostatique fournissent deux équations reliant respectivement la température et la pression à la masse et au rayon

$$T \approx G \frac{M_* \mu}{k_B R} \quad P \approx G \frac{M_*^2}{R_*^4} \quad (6.60)$$

Exercice 126 : Montrer que la transition radiatif-convectif a lieu pour $\tau \approx 2$.

À partir de ces expressions de P et T et de leurs valeurs à la transition radiatif-convectif, on en tire la relation entre luminosité $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4$, température de surface T_* et masse M_* de la proto-étoile

$$L_* \propto M_*^{-14} T_*^{66} \quad (6.61)$$

Exercice 127 : Obtenir la relation (6.61).

La luminosité diminue au cours du temps⁴⁸ car l'opacité augmentant, il devient plus difficile d'évacuer la luminosité produite par la contraction gravitationnelle⁴⁹, de sorte que la proto-étoile se déplace dans le diagramme HR vers le bas. La température varie en revanche très peu, et les trajectoires sont très proches les unes des autres pour différentes masses. Ces deux propriétés se comprennent à partir des dérivées

$$\left[\frac{d \ln L_*}{d \ln T_*} \right]_{M_*} \approx 66 \gg 1 \quad \left[\frac{d \ln T_*}{d \ln M_*} \right]_{L_*} \approx \frac{14}{66} \ll 1 \quad (6.62)$$

Ces portions de l'évolution des proto-étoiles dans le diagramme de Hertzsprung-Russell s'appellent les **trajectoires de Hayashi** (Fig. 6.28, panneau B). Les proto-étoiles de masse $M_* \lesssim 0.4 M_\odot$ atteignent la séquence principale (ZAMS) à la fin de cette évolution.

6.3.2 Trajectoires de Henyey

Les étoiles de plus grande masse procèdent différemment. En effet, la température continue d'augmenter, bien que lentement, et il arrive un point où la source d'opacité dominante devient l'opacité libre-libre et lié-libre, $\kappa = \kappa_2 \rho^2 T^{-7/2}$, avec par conséquent un **changement drastique de la dépendance en température**. La chute de l'opacité, combinée à l'augmentation de température et à la diminution de la luminosité fait que le gradient de température radiatif

$$\left(\frac{dT}{dR} \right)_{\text{rad}} \propto \frac{\kappa L_*}{T_*^3} \quad (6.63)$$

décroît en deça du gradient de stabilité, et l'équilibre de l'étoile devient radiatif. On en tire une nouvelle relation entre la masse, la luminosité et la température de surface, sous la forme

$$L_* \propto M_*^{22/5} T_*^{4/5} \quad (6.64)$$

Exercice 128 : Obtenir la relation (6.64).

transport radiatif devient trop raide. Plus précisément, la convection se développe si

$$\frac{d \ln P}{d \ln T} < \frac{\gamma}{\gamma - 1} \quad (6.58)$$

où γ est l'exposant adiabatique.

48. On peut construire un modèle d'équilibre hydrostatique pour un gaz polytropique, adapté au cas d'une évolution adiabatique. Cela amène à écrire une **équation de Lane-Emden** (non isotherme) qui permet de déterminer la loi de contraction $\dot{R}_*$ de l'étoile et de montrer que sa luminosité diminue (voir [7], §16.2).

49. La moitié de cette production d'énergie se retrouve dans la luminosité, l'autre sert à chauffer le gaz.

La température continue d'augmenter, mais cette fois la luminosité augmente également. On a des trajectoires à peu près diagonales dans le diagramme HR, et les trajectoires pour les étoiles plus massives se trouvent "au-dessus" (Fig. 6.28, panneau C), comme le montrent les dérivées

$$\left[\frac{d \ln L_{\star}}{d \ln T_{\star}} \right]_{M_{\star}} \approx \frac{4}{5} \quad \left[\frac{d \ln L_{\star}}{d \ln M_{\star}} \right]_{T_{\star}} \approx \frac{22}{5} \quad (6.65)$$

Ces portions de l'évolution des proto-étoiles dans le diagramme de Hertzsprung-Russell s'appellent les **trajectoires de Henyey**. Pour les étoiles très massives, l'opacité est fournie par la diffusion sur les électrons libres, $\kappa = \kappa_3 \rho$, ce qui donne $L_{\star} \propto M_{\star}^3$, indépendamment de la température. On a donc des trajectoires (Fig. 6.28, panneau D) quasiment horizontales. Lorsque la température du cœur est suffisante, les réactions nucléaires s'allument et la luminosité est alors fournie par ces réactions, et non plus par la contraction gravitationnelle, qui s'arrête.

Exercice 129 : Obtenir la relation $L_{\star} \propto M_{\star}^3$ pour ces étoiles massives.

6.3.3 Temps de Kelvin-Helmholtz

Il faut remarquer que le temps caractéristique d'évolution lorsque la luminosité est tirée de l'énergie potentielle gravitationnelle est le **temps de Kelvin-Helmholtz**

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM_{\star}^2}{R_{\star}L_{\star}} \quad (6.66)$$

Sur les trajectoires de Henyey, la luminosité est à peu près constante, mais le rayon diminue, de sorte que t_{KH} augmente. Physiquement, l'évolution vers la séquence principale est donc rapide au début, puis de plus en plus lente⁵⁰. Cela explique pourquoi on observe beaucoup plus d'étoiles proches de la séquence principale qu'aux premiers stades de l'évolution.

6.3.4 La structure d'un système protostellaire

La discussion précédente a souvent fait l'hypothèse d'une symétrie sphérique, mais la structure d'un objet protostellaire est nettement plus complexe (Fig. 6.29). On distingue :

- Un **cœur central dense**, qui est la proto-étoile proprement dite ;
- Un **disque circumstellaire**, aussi appelé disque protoplanétaire ;
- Une **enveloppe** beaucoup plus ténue ;
- Un **jet** fortement collimaté ;
- Un **flot** bipolaire, entraînement du matériel de l'enveloppe et du nuage parent par le jet.

Le **disque circumstellaire** est formé pendant l'effondrement sous l'effet de la force centrifuge, et présente souvent un **profil évasé** ("*flaring disk*"). L'accrétion sur la proto-étoile est canalisée depuis l'enveloppe vers la proto-étoile via le disque. Les observations à haute résolution angulaire dans le millimétrique montrent souvent des **anneaux, signalant probablement la présence de planètes en formation**. En mesurant la rotation du disque via les raies moléculaires, on peut, si la rotation est **Keplerienne**, en déduire la masse de l'objet central.

Le **jet collimaté** est lancé de l'objet central ou du disque, sous l'effet combiné de la rotation et du champ magnétique. Il permet l'évacuation d'une partie du moment cinétique nécessaire pour poursuivre la contraction. La masse éjectée, à des vitesses élevées de l'ordre de $100 \text{ à } 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, est de l'ordre de 10% de la masse accrétée. On observe le jet au travers de l'émission *free-free*, de $\text{H}\alpha$ et de raies de métaux ionisés.

⁵⁰. Ce temps de Kelvin-Helmholtz, si on l'applique au Soleil, est sensiblement plus faible que l'âge de certaines roches terrestres. Cette observation a historiquement montré l'impossibilité que le Soleil tire son énergie de la contraction gravitationnelle.

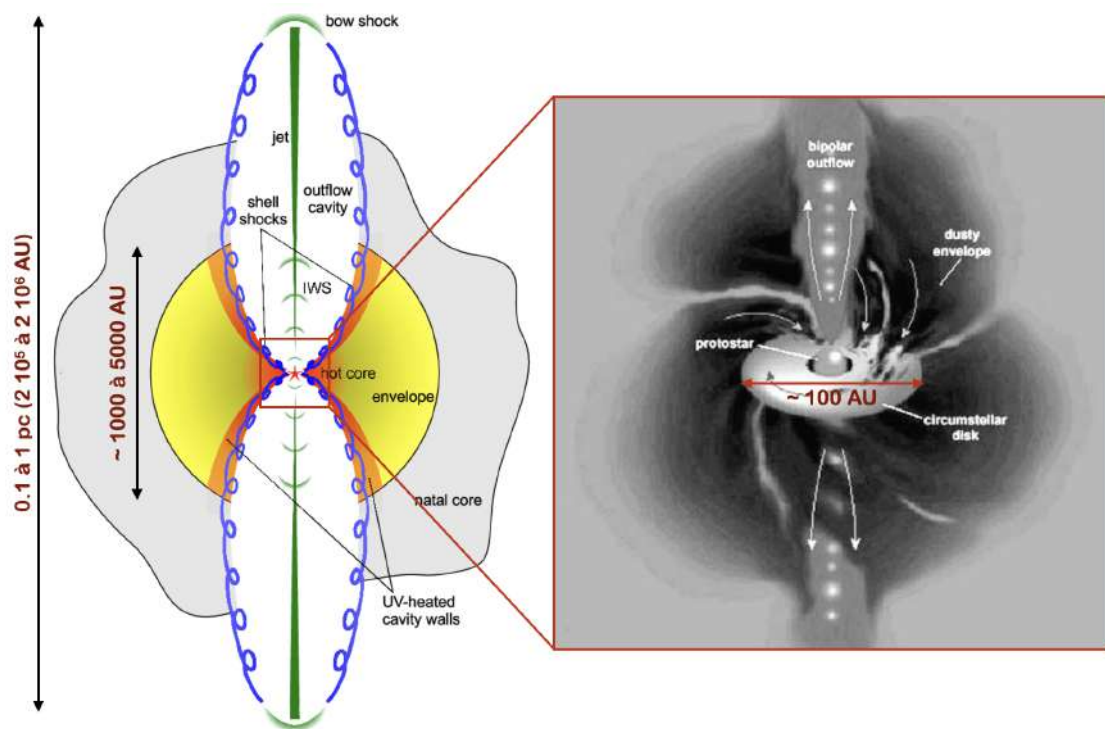


FIGURE 6.29 – Structure d'un objet protostellaire.

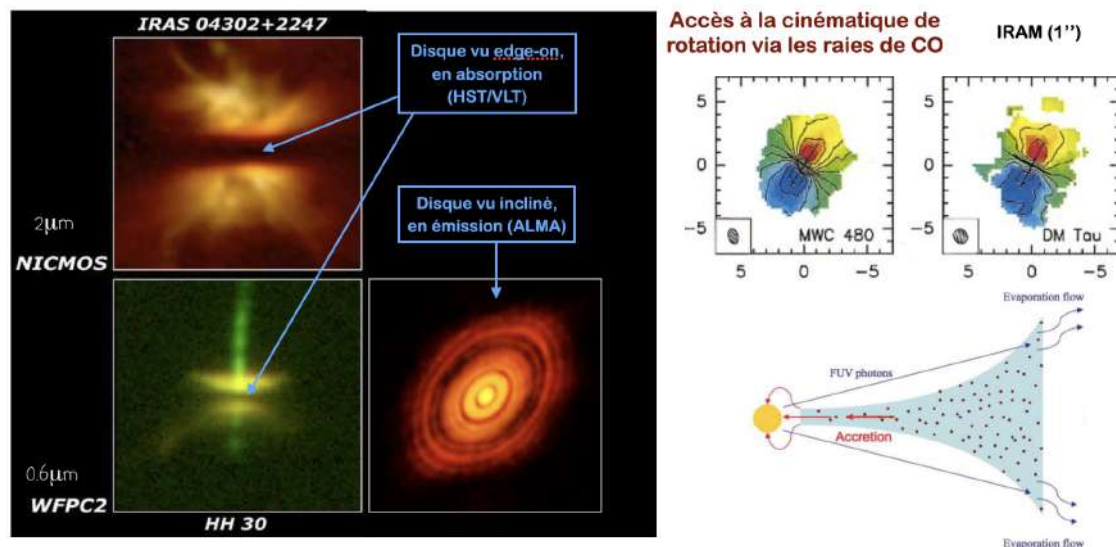


FIGURE 6.30 – Observations de disques protoplanétaires en absorption et en émission (à gauche), cartes de rotation obtenues à partir des raies de CO (en haut à droite), et schéma de la structure évasé d'un disque (en bas à droite).

Le **flot bipolaire** est créé par l'entraînement du milieu ambiant par le jet, laissant une **cavité** au bord de laquelle peuvent se développer des **chocs**, notamment aux extrémités du jet, où on observe

des **chocs d'étrave** (*bow shocks*). Les flots sont beaucoup plus lents ($v \lesssim 20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) et visibles notamment dans les émissions moléculaires comme CO ou SiO.

6.4 Les extrêmes : étoiles massives et naines brunes

6.4.1 Le cas des étoiles massives

Des difficultés spécifiques

La formation des étoiles de masse $7 M_{\odot}$ et plus présente des particularités, en regard du scénario discuté jusqu'ici. L'**évolution rapide** vers la séquence principale a pour effet que la combustion de l'hydrogène débute avant la fin de l'accrétion. **La luminosité stellaire vient alors limiter le taux d'accrétion**, et il est de plus difficile de la séparer de la luminosité d'accrétion pour étudier le processus. À cette difficulté s'ajoutent d'autres obstacles observationnels : le fait que ces étoiles soient **rares** et donc souvent lointaines, qu'elles évoluent rapidement et qu'il est donc difficile de les observer à chaque étape de leur formation, et enfin qu'elles se forment en **groupe**. Comprendre la formation de ces étoiles massives est cependant crucial car **elles dominent la luminosité des galaxies externes** et sont une source importante d'**énergie** et d'**enrichissement chimique** du milieu interstellaire.

Les différentes étapes de la formation d'une étoile massive

Les étoiles massives naissent dans les nuages les plus denses du MIS, les IRDC, opaques en infrarouge mais qui brillent dans le submillimétrique via l'émission de la poussière froide ($T_d \sim 10 - 20 \text{ K}$). Au sein de ces nuages de quelques 100 à 1000 $M_{\odot}$, on trouve des **cœurs sombres en infrarouge**, de taille $\sim 0.1 \text{ pc}$ et de masse 10 – 100 $M_{\odot}$. Ces cœurs évoluent vers une étape de **cœurs moléculaires chauds** lorsque la formation stellaire débute. La chimie moléculaire complexe est induite par l'évaporation des molécules formées sur les grains⁵¹. Comme ils descendent des **cœurs sombres en infrarouge**, leurs masses sont semblables mais ils sont bien plus lumineux ($\sim 10^4 L_{\odot}$) et brillent dans l'IR, signalant des températures nettement plus élevées ($T_d \sim 100 - 200 \text{ K}$). À haute résolution, on détecte de multiples sources en leur sein, ce sont les étoiles massives en formation groupée (Fig. 6.31).

Une fois formées, ces étoiles massives émettent un fort rayonnement UV qui ionise leur environnement, c'est la formation des **régions HII**, qu'on peut décomposer en différentes étapes, au fur et à mesure de la croissance de la région ionisée :

- Les régions HII **hypercompactes** de taille $L < 0.01 \text{ pc}$;
- Les régions HII **ultracompactes** de taille $0.01 \text{ pc} < L < 0.1 \text{ pc}$;
- Les régions HII **compactes** de taille $0.1 \text{ pc} < L < 0.5 \text{ pc}$;
- Les régions HII **classiques** de taille $L > 0.5 \text{ pc}$;

La construction d'une étoile massive

Si l'on essaie de former une étoile massive avec un scénario semblable à celui des étoiles de plus faible masse, on se heurte à deux problèmes. Tout d'abord, au delà d'une certaine luminosité de l'objet central, la pression de radiation stoppe l'accrétion, car la force de pression est supérieure à l'attraction gravitationnelle,

$$\frac{dP_{\text{rad}}}{dr} = \frac{\rho \kappa}{3c} \frac{L(r)}{4\pi r^2} > G \frac{\rho M_{\star}}{r^2} \quad (6.67)$$

Cette luminosité limite est la **luminosité d'Eddington**

$$L_{\text{edd}} = \frac{4\pi G M_{\star} c}{\kappa} = 3.3 \cdot 10^4 \left(\frac{M}{1 M_{\odot}} \right) \left(\frac{0.4 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}}{\kappa} \right) L_{\odot} \quad (6.68)$$

⁵¹. On trouve par exemple des chaînes carbonées comme C_2H_2 , HC_9N , C_6H_7^+ , ... On parle de WCCC pour *Warm Carbon Chain Chemistry*.

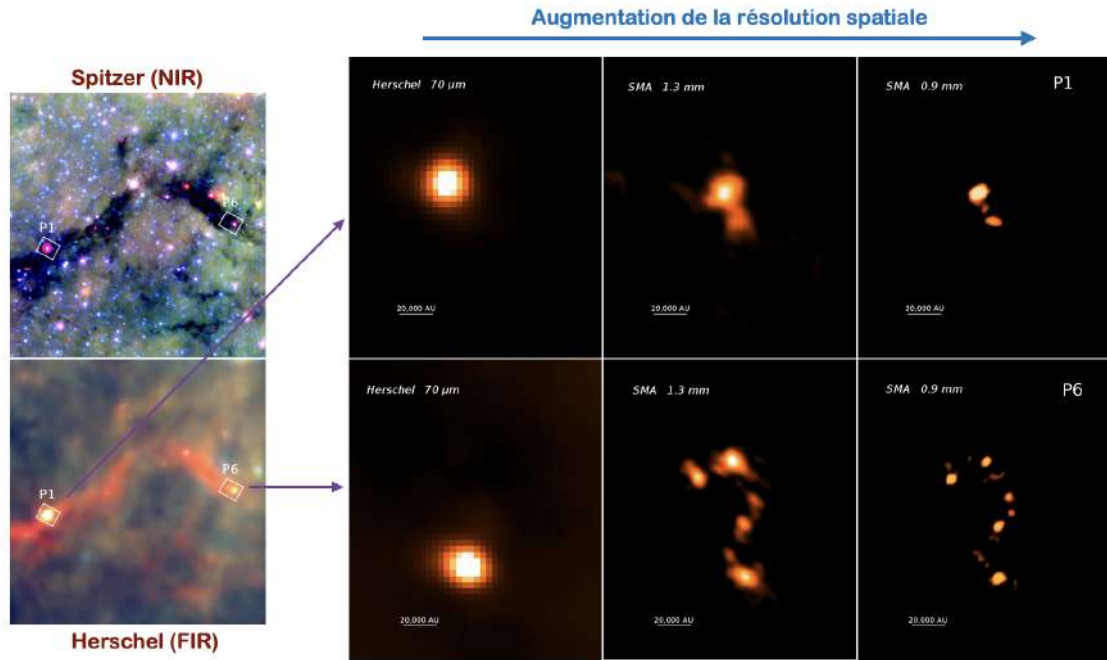


FIGURE 6.31 – Observations de l'IRDC appelé "Nébuleuse du Serpent", avec Spitzer et Herschel à gauche, et avec l'interféromètre submillimétrique SMA à droite (deux dernières colonnes) [167].

La **relation masse-luminosité** impose alors une **masse maximale, de l'ordre de $60 M_{\odot}$** . L'autre difficulté tient au fait que le gaz ionisé dans l'environnement de l'étoile est très chaud $\sim 10^4$ K, comme on l'a vu. Les vitesses d'agitation thermique sont alors potentiellement supérieures à la vitesse de libération. Typiquement, on écrira

$$c_s \sim \sqrt{\frac{k_B T}{m}} > v_{\text{lib}} \sim \sqrt{\frac{2GM_{\star}}{R_S}} \quad (6.69)$$

où R_S est le rayon de Strömgen vu en (2.4.2). Pour empêcher cet **échappement du gaz**, problématique pour construire une étoile massive, il faut le maintenir dans un rayon R_S suffisamment petit, et donc qu'il présente des **densités très élevées**, de l'ordre de 10^8 cm^{-3} difficilement accessibles à ce stade.

Exercice 130 : Montrer l'existence d'une masse maximale à partir de la luminosité d'Eddington et de la relation masse-luminosité, et estimer numériquement sa valeur.

Les hypothèses faites sont donc probablement trop simplificatrices, et il faut en relaxer.

- **L'accrétion n'est pas à symétrie sphérique** : il y a formation de disques, et la pression de radiation hors du plan équatorial est moins efficace.
- **Les populations de grains sont modifiées**, par réduction de leurs abondances (destruction par les chocs et le rayonnement), et par l'évaporation des manteaux de glaces. Les grains sont sans doute plus petits, de moindre section efficace.
- **La métallicité entre en jeu**, notamment pour les **étoiles de population III** (premières étoiles), lorsque la poussière ne pouvait pas encore être présente. La pression de radiation agit alors essentiellement sur les électrons, ce qui est moins efficace.
- **La formation n'est pas isolée**, mais en amas, et le champ de gravité à prendre en compte est plus complexe et plus intense que pour une étoile seule.

Ces corrections autorisent théoriquement l'**augmentation de la masse maximale** possible d'une étoile.

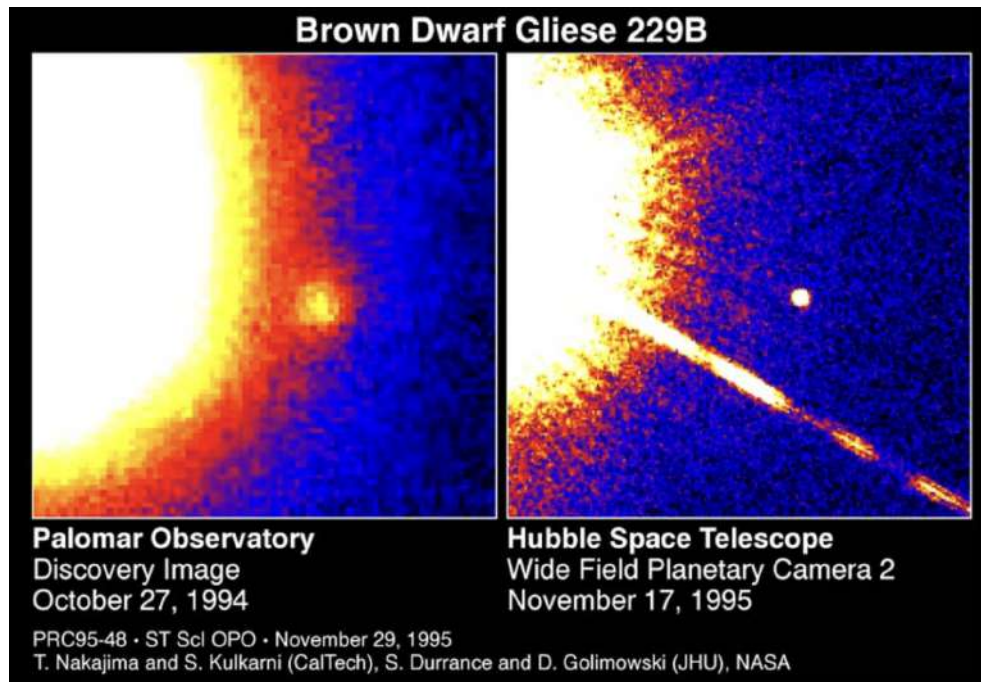


FIGURE 6.32 – Gliese 229B, seconde naine brune découverte.

Alternativement, la formation stellaire en amas autorise potentiellement la **coalescence** d'étoiles de masses intermédiaires $\sim 7 M_{\odot}$ formées plus classiquement.

6.4.2 Les naines brunes

Les naines brunes, autre extrême de la distribution des masses stellaires, ont été prédites en 1962 [168], mais, difficiles à détecter car **petites et froides donc très peu lumineuses**, il a fallu attendre le tournant des années 1990 pour détecter les premières d'entre elles (dont Gliese 229B, représentée sur la Fig. 6.32). Depuis, plusieurs relevés en infrarouge, comme 2MASS, ont permis d'établir leurs propriétés. Leurs très basses températures effectives, jusqu'à 500 K, ont amené l'introduction de nouveaux **types spectraux** (L, T et Y). Leurs très faibles masses, inférieures à la masse minimale de combustion thermonucléaire de l'hydrogène ($0.075 M_{\odot} = 80 M_{\text{Jup}}$), alors que certaines exoplanètes ont des masses de l'ordre de $\sim 10 M_{\text{Jup}}$, a permis de **douter de leur caractère stellaire**. Le critère selon lequel une planète est en orbite autour d'une étoile n'est pas très utile non plus, car certaines planètes sont sans étoile ("*free-floating planets*"), telle PSO J318.5-22, et il existe des naines brunes en orbite autour d'étoiles classiques (c'est le cas de Gliese 229B). Le critère de la fonction de masse initiale semble plus pertinent, et **les naines brunes se placent dans la continuité de l'IMF stellaire aux faibles masses**, ce qui suggère un mécanisme de formation semblable à celui des étoiles, c'est-à-dire fondé sur l'effondrement gravitationnel, et différent des planètes, fondé sur l'accrétion.

L'interaction entre les étoiles et le milieu interstellaire

De leur formation à leur stade ultime d'évolution, et tout au long de leur vie, les étoiles exercent un impact non seulement radiatif mais aussi dynamique sur leur environnement circumstellaire immédiat et, au-delà, sur le milieu interstellaire Galactique dans son ensemble. Ces processus de **rétroaction** prennent la forme de **jets protostellaires**, de **vents stellaires**, d'épisodes de **perte de masse** ou, plus cataclysmique encore, de **supernovæ**, et peuvent être traités dans un formalisme commun, celui de la **physique des chocs**. Ce chapitre rappelle d'abord quelques éléments de mécanique des fluides magnétisés et des chocs¹, puis en présente les applications au cas des vents stellaires et des rémanents de supernovæ, pour terminer par un modèle global du MIS à trois phases, dû à McKee & Ostriker [169], dans lequel la pression thermique est fournie par la répétition des supernovæ dans la Galaxie.

7.1 Les équations d'un fluide conducteur magnétisé

7.1.1 Approximation fluide

Le milieu interstellaire peut se prêter à l'**approximation fluide**, du fait que le **libre parcours moyen** $\langle \ell \rangle$ des particules qui le compose est nettement inférieur aux dimensions caractéristiques L mises en jeu². On peut donc considérer une échelle mésoscopique l telle que $\langle \ell \rangle \ll l \ll L$, et définir la notion de **particule fluide**, de volume $V \sim l^3$, contenant un suffisamment grand nombre de particules pour que des grandeurs statistiques comme la température T , la pression P , la masse volumique ρ et la vitesse (moyenne) $\vec{v}$ soit définies, mais suffisamment petites pour que ces grandeurs puissent être vues comme des **champs** continus fonction de la position $\vec{r}$ et du temps t .

7.1.2 Les équations de base

Pour écrire les équations régissant l'évolution d'un fluide dans cette approximation, il convient de rappeler les notions de dérivées temporelles **Eulerienne** et **Lagrangienne**. La première, notée $\partial/\partial t$ considère l'évolution des grandeurs physiques en un point fixe du système, tandis que la seconde, notée d/dt , considère cette évolution du point de vue d'une particule fluide advectée dans l'écoulement. On rappelle que ces deux dérivées sont reliées par

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \quad (7.1)$$

1. Ces sujets sont traités en détail dans le cours F06 "Dynamique des fluides astrophysiques".

2. À titre d'exemple d'ordre de grandeur, prenant une densité $n_H \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ et une section efficace de collision $\sigma = \pi r^2$ avec $r \sim 10^{-10} \text{ m}$ le rayon d'un atome d'hydrogène, on a $\langle \ell \rangle \approx 1/n_H \sigma \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ m} \approx 1 \text{ mpc}$, bien inférieur aux tailles caractéristiques des nuages moléculaires, $L \sim 1 - 10 \text{ pc}$.

Conservation de la masse et équation de Navier-Stokes magnétique

L'équation de conservation de la masse, aussi appelée **équation de continuité**, s'écrit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (7.2)$$

La dynamique du fluide magnétisé est régie par l'équation de **Navier-Stokes magnétique**

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} \left(P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} - \rho \vec{\nabla} \Phi_g + \vec{e}_i \cdot \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (7.3)$$

où l'on reconnaît la force magnétique par unité de volume $\vec{f}_m$ déjà vue en (6.28), et où Φ_g représente le potentiel gravitationnel et le dernier terme met en jeu le **tenseur des contraintes visqueuses** σ_{ij} .

Équation énergétique et temps de refroidissement

On a une équation énergétique à partir du premier principe, qu'on écrit sous la forme Lagrangienne pour un élément de volume entre t et $t + dt$,

$$dU = \delta W + \delta Q = -PdV + \delta Q \quad (7.4)$$

La chaleur reçue par cet élément de volume pendant cette transformation est donnée par

$$\delta Q = \left[\Gamma - \Lambda + \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T) \right] V dt \quad (7.5)$$

où le premier terme correspond au **chauffage**, le second au **refroidissement** et le dernier à la **conduction thermique** au travers de la surface de la particule fluide. L'énergie interne s'écrit quant à elle

$$U = \frac{f N k_B T}{2} \quad (7.6)$$

avec f le nombre de degrés de liberté des particules du gaz³. Si l'état chimique du gaz ne change pas, on peut en tirer l'équation d'évolution de la température de la particule fluide dans le cas d'une évolution isobare ou d'une évolution isochore

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\Gamma - \Lambda + \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T)}{\frac{f+2}{2} n k_B} \quad (\text{isobare}) \quad \frac{dT}{dt} = \frac{\Gamma - \Lambda + \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T)}{\frac{f}{2} n k_B} \quad (\text{isochore}) \quad (7.7)$$

Exercice 131 : Établir les équations (7.7).

On en déduit un **temps caractéristique de refroidissement** (hors chauffage et conduction)

$$\tau = \frac{T}{\left| \frac{dT}{dt} \right|_{\Gamma=0, \kappa=0}} \sim \frac{n k_B T}{\Lambda} \quad (7.8)$$

avec des expressions différentes pour les cas isobare et isochore.

Exercice 132 : Établir les expressions du temps de refroidissement dans ces deux cas.

3. On rappelle que $f = 3$ pour un gaz monoatomique, $f = 5$ pour un gaz diatomique.

Équation d'induction

On a déjà vu l'équation d'induction donnant l'évolution du champ magnétique (6.26), soit

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma_e} \vec{\nabla} \times \vec{B} \right) \quad (7.9)$$

Le second terme est négligé dans la limite d'une conductivité électrique σ_e infinie, ce qui correspond à l'approximation du flux gelé, dans laquelle le champ magnétique est entraîné par le mouvement du fluide. Dans le cas d'une conductivité finie, on a une dissipation Ohmique en un temps $\tau_{\text{Ohm}} \sim \sigma_e L^2 / \mu_0$. À titre d'exemple, pour un plasma d'hydrogène $\text{H}^+ + \text{e}^-$ on a une conductivité⁴

$$\sigma_e = 4.6 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1} \left(\frac{T}{100 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{30}{\ln \Lambda} \right) \quad (7.10)$$

et donc un temps de dissipation

$$\tau_{\text{Ohm}} = 5 \cdot 10^8 \text{ an} \left(\frac{T}{100 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{30}{\ln \Lambda} \right) \left(\frac{L}{1 \text{ UA}} \right)^2 \quad (7.11)$$

qui n'est court qu'aux toutes petites échelles.

Théorème du viriel

On a également déjà vu le théorème du viriel pour un fluide inviscide⁵, qu'on écrit ici sous la forme

$$\frac{1}{2} \ddot{I} = 2E_c + 3(\Pi - \Pi_0) + (E_m - E_{m,0}) + E_g \quad (7.12)$$

où l'on rappelle que le viriel est défini par

$$I = \int \rho r^2 dV \quad (7.13)$$

et où l'on a l'énergie cinétique E_c , l'énergie magnétique E_m , l'énergie gravitationnelle E_g et le travail des forces de pression

$$\Pi = \int P dV \quad (7.14)$$

Les termes Π_0 et $E_{m,0}$ correspondent aux termes de surface dans le cas particulier d'une pression et d'un champ magnétique uniformes P_0 et B_0 à cette surface, avec

$$\Pi_0 = P_0 V \quad E_{m,0} = \frac{B_0^2 V}{2\mu_0} \quad (7.15)$$

Si de plus le système est stationnaire, la moyenne temporelle de cette équation est nulle

$$0 = 2\langle E_k \rangle + 3\langle \Pi - \Pi_0 \rangle + \langle E_m - E_{m,0} \rangle + \langle E_g \rangle \quad (7.16)$$

7.2 Les chocs interstellaires

7.2.1 Définition et propriétés des chocs

Un **choc** est une perturbation de pression se propageant à une vitesse $v_s > c_s$ plus grande que la **vitesse du son** c_s dans le milieu. C'est un processus **irréversible**, qui provoque nécessairement une **augmentation de l'entropie** du système. Il a des effets **thermiques** (chauffage), **mécaniques** (compression, accélération) et **chimiques** (fragmentation des poussières, dissociation, ionisation).

4. Le facteur $\ln \Lambda$ correspond au phénomène d'écrantage.

5. c'est-à-dire non visqueux

7.2.2 Les chocs interstellaires

Les chocs interstellaires sont présents dans des milieux extrêmement variés, du MIS très diffus ($n_H \sim 0.01 \text{ cm}^{-3}$) aux régions les plus denses des nuages moléculaires ($n_H \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$). Ils peuvent présenter une **grande dynamique de vitesses**, des **chocs lents** ($v_s \sim 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, correspondant typiquement à un **nombre de Mach** $\mathcal{M} = v_s/c_s \sim 1$) aux **chocs très rapides** ($v_s \sim 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, correspondant à $\mathcal{M} \sim 10^3$). On trouve des chocs associés aux étoiles jeunes (jets protostellaires, chocs d'accrétion, régions HII) comme aux étoiles évoluées (vents stellaires, supernovæ), des chocs associés aux nuages interstellaires (collisions entre nuages, fontaine Galactique⁶), et des chocs à plus grande échelles encore (collisions de galaxies, jets issus des noyaux actifs).

7.2.3 Conditions de saut : relations de Rankine-Hugoniot

Le choc étant une **discontinuité** de pression et potentiellement d'autres grandeurs (densité, vitesse, température), il délimite deux régions de l'espace, appelée respectivement **pré-choc** et **post-choc**. Le déplacement du choc à la vitesse v_s dans le référentiel du milieu non perturbé incite à définir un **référentiel du choc**, dans lequel le **front de choc** est stationnaire et où le fluide semble s'écouler de la région pré-choc à la région post-choc. La Fig. 7.1 permet de se représenter, à l'aide d'une métaphore sportive, l'avancée du front de choc et les régions pré- et post-choc. Le traitement détaillé de ce qui se passe au niveau du choc peut être très complexe, de sorte qu'à l'instar de ce qu'on fait dans le cas de choc de particules⁷, il est naturel de s'en affranchir en utilisant des **lois de conservation** qui permettent de relier les conditions pré- et post-choc.

Pour permettre un traitement analytique, on fait ici l'hypothèse d'un **choc stationnaire**, c'est-à-dire que les dérivées temporelles $\partial/\partial t$ sont nulles si l'on se place dans le référentiel du choc. De plus, on suppose une **géométrie plan-parallèle** afin de pouvoir travailler à une seule dimension x et imposer la nullité des dérivées partielles par rapport aux autres coordonnées, $\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$. Pour simplifier encore, on se place dans un cas sans conduction thermique et pour lequel le choc est perpendiculaire au champ magnétique, choisissant par exemple l'axe y le long du champ. En posant $u = v_x$ la seule composante de la vitesse et $B = B_y$ la seule composante du champ magnétique, on a alors les équations suivantes reliant les grandeurs physiques pré- et post-choc, qui constituent les **relations de Rankine-Hugoniot** :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (\text{Conservation de la masse}) \quad (7.17)$$

$$\rho_1 u_1^2 + P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} = \rho_2 u_2^2 + P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \quad (\text{Conservation de l'impulsion}) \quad (7.18)$$

$$\frac{1}{2}\rho_1 u_1^3 + \frac{\gamma}{\gamma-1}P_1 u_1 + \frac{u_1 B_1^2}{\mu_0} = \frac{1}{2}\rho_2 u_2^3 + \frac{\gamma}{\gamma-1}P_2 u_2 + \frac{u_2 B_2^2}{\mu_0} \quad (\text{Conservation de l'énergie}) \quad (7.19)$$

$$u_1 B_1 = u_2 B_2 \quad (\text{Conservation du flux magnétique}) \quad (7.20)$$

Exercice 133 : Établir les relations de Rankine-Hugoniot. On se placera à une dimension, en stationnaire, et on supposera que le tenseur visqueux n'est non nul qu'au niveau du choc et que le terme résultat de l'intégration de la force de gravité $\vec{F}_g$ est petit si les points pré- et post-choc sont assez proches. On supposera enfin le chauffage net $\Gamma - \Lambda$ négligeable au travers du choc, tout comme la conduction thermique.

6. Le gaz expulsé hors du plan Galactique par les explosions de supernovæ retombe sous l'effet du potentiel gravitationnel imposé par les étoiles, parfois à de grandes vitesses. On parle de HVC pour *High-Velocity Clouds*.

7. Dans la collision élastique de deux points matériels, on utilise par exemple la conservation de l'impulsion totale et de l'énergie.

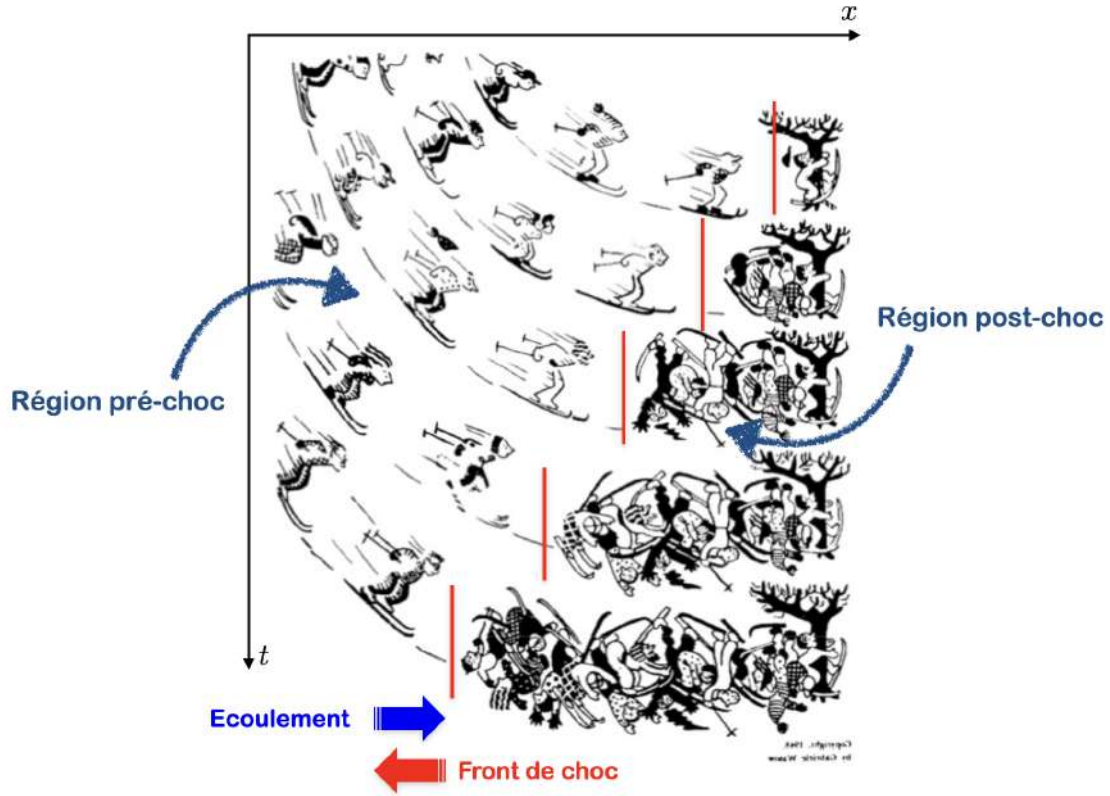


FIGURE 7.1 – L'avancée d'un front de choc.

7.2.4 Solutions post-choc

Détermination du facteur de compression

Pour des conditions pré-choc données, on cherche la ou les solutions post-choc non-triviales.⁸ On voit que les paramètres physiques sont au nombre de quatre (ρ , u , P , B) pour les quatre équations de conservation qu'on a déterminées au-dessus. On se pose la question de savoir quelles solutions post-choc peuvent exister, en paramétrisant le problème par la vitesse du choc $v_s = u_1$ et le rapport de compression $x = \rho_2/\rho_1$. La conservation de la masse donne alors directement la **vitesse post-choc**

$$u_2 = \frac{v_s}{x} \quad (7.21)$$

et la conservation du flux magnétique donne le **champ post-choc**

$$B_2 = xB_1 \quad (7.22)$$

Avec ces paramètres, la conservation de la quantité de mouvement s'écrit

$$\rho_1 v_s^2 + P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} = \frac{\rho_1 v_s^2}{x} + P_2 + \frac{B_1^2 x^2}{2\mu_0} \quad (7.23)$$

et la conservation de l'énergie donne

$$\frac{1}{2}\rho_1 v_s^3 + \frac{\gamma}{\gamma-1}v_s P_1 + \frac{B_1^2}{\mu_0}v_s = \frac{1}{2}\frac{\rho_1 v_s^3}{x^2} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{v_s P_2}{x} + \frac{B_1^2}{\mu_0}v_s x \quad (7.24)$$

8. La solution triviale est l'identité entre les conditions pré- et post-choc, bien entendu.

On a donc réduit le problème à deux équations à deux inconnues (P_2 et x) et on peut éliminer P_2 via l'équation de conservation de la quantité de mouvement. On en tire une équation cubique en x , qu'on peut simplifier puisque $x = 1$ est une solution triviale (et donc sans intérêt). On aboutit à une équation quadratique en x , qu'on écrit en fonction du **nombre de Mach sonique** $\mathcal{M}$ et du **nombre de Mach Alfvénique** $\mathcal{M}_A$ définis par

$$\mathcal{M} = \frac{v_s}{c_s} = \frac{v_s}{\sqrt{\frac{\gamma P_1}{\rho_1}}} \quad \mathcal{M}_A = \frac{v_s}{v_A} = \frac{v_s}{\frac{B_1}{\sqrt{\mu_0 \rho_1}}} \quad (7.25)$$

où on a introduit la **vitesse du son** c_s et la **vitesse d'Alfvén** v_A . On a alors une seule solution positive

$$x = \frac{2(\gamma + 1)}{\mathcal{D} + \sqrt{\mathcal{D}^2 + \frac{4(\gamma + 1)(2 - \gamma)}{\mathcal{M}_A^2}}} \quad \text{avec} \quad \mathcal{D} = \gamma - 1 + \frac{2}{\mathcal{M}^2} + \frac{\gamma}{\mathcal{M}_A^2} \quad (7.26)$$

Exercice 134 : Déterminer la solution (7.26)

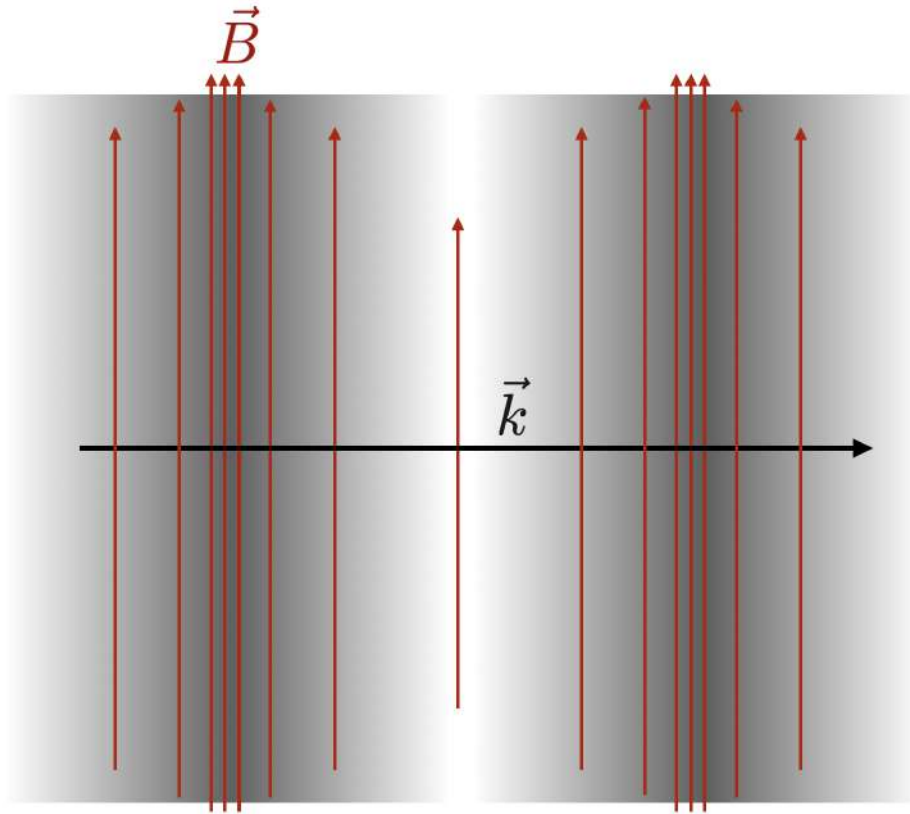


FIGURE 7.2 – Structure d'une onde magnétozonique.

Ondes magnétosoniques

On obtient une solution effectivement compressive (i.e., avec $x > 1$) si la vitesse du choc est supérieure à la **vitesse magnétosonique**

$$c_{ms} = \sqrt{\frac{\gamma P_1}{\rho_1} + \frac{B_1^2}{\mu_0 \rho_1}} = \sqrt{c_s^2 + v_A^2} \quad (7.27)$$

Cette vitesse est celle des **ondes magnétosoniques**, se propageant perpendiculairement au champ magnétique (Fig. 7.2). Le passage d'une onde de pression, couplé à l'approximation du flux gelé, provoque une augmentation de l'intensité du champ magnétique dans les zones de compression, et donc une augmentation de la pression magnétique associée. Le milieu est rendu plus "rigide" par la présence du champ, et la vitesse de ces ondes est donc plus élevée que la vitesse du son $c_s = \sqrt{\gamma P_1 / \rho_1}$. Le choc se développe si la vitesse du fluide v_s devient supérieure à cette vitesse, amenant à définir un **nombre de Mach magnétosonique**

$$\mathcal{M}_{ms} = \frac{v_s}{c_{ms}} \quad (7.28)$$

tel que $\mathcal{M}_{ms} > 1$ est la condition de l'apparition d'un choc compressif.

Exercice 135 : Montrer que la condition $x > 1$ correspond effectivement à une vitesse du choc supérieure à la vitesse magnétosonique.

Température post-choc

Pour obtenir la température post-choc, on déduit P_2 à partir de x et de l'équation (7.23), puis T_2 par l'équation d'état du gaz, qui dépend notamment de la masse par particule⁹ notée μ . On obtient

$$T_2 = \frac{P_2 \mu}{x \rho_1 k_B} \quad (7.29)$$

Dans le cas particulier d'un choc fort ($\mathcal{M}_{ms} \gg 1$), on trouve

$$x = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad u_2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} v_s \quad T_2 = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{\mu v_s^2}{k_B} \quad (7.30)$$

Exercice 136 : Établir ces relations pour un choc fort.

Pour un gaz parfait monoatomique ($\gamma = 5/3$), cela donne

$$x = 4 \quad u_2 = \frac{v_s}{4} \quad T_2 = \frac{3}{16} \frac{\mu v_s^2}{k_B} \quad (7.31)$$

Numériquement, la température post-choc vaut, pour du gaz HI neutre

$$T_2 \approx 2890 \text{ K} \left(\frac{\mu}{1.273 m_H} \right) \left(\frac{v_s}{10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^2 \quad (7.32)$$

et pour du gaz d'hydrogène ionisé

$$T_2 \approx 1.4 \cdot 10^7 \text{ K} \left(\frac{\mu}{0.609 m_H} \right) \left(\frac{v_s}{1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^2 \quad (7.33)$$

9. Cette masse par particule vaut par exemple $\mu = 1.273 m_H$ pour du gaz HI neutre, ou encore $\mu = 0.609 m_H$ pour du gaz d'hydrogène ionisé.

Chocs isothermes

La température T_2 est celle juste après le choc, mais le gaz peut se refroidir radiativement ensuite. Si ce refroidissement aboutit *in fine* à une température $T_3=T_1$ on parle de **choc isotherme**. Comme de l'énergie est perdue on ne peut plus appliquer la conservation de l'énergie, mais les autres équations de conservation donnent

$$\rho_1 v_s^2 + P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} = \frac{\rho_1 v_s^2}{x_3} + x_3 P_1 + \frac{B_1^2 x_3^2}{2\mu_0} \quad (7.34)$$

avec $T_3 = T_1$ et $P_3 = x_3 P_1$. Le cas non magnétisé donne une équation quadratique dont une solution est triviale ($x_3 = 1$) et l'autre est

$$x_3 = \frac{\rho_1 v_s^2}{P_1} = \mathcal{M}_{\text{iso}}^2 \quad (7.35)$$

avec $\mathcal{M}_{\text{iso}} = v_s / \sqrt{P_1 / \rho_1}$ le **nombre de Mach isotherme**.

Exercice 137 : Démontrer le résultat (7.35)

Le cas magnétisé $B_1 \neq 0$ donne lui une équation cubique dont une solution est triviale $x_3 = 1$ et une seule autre est physiquement acceptable (i.e., positive), à savoir

$$x_3 = \sqrt{2} \mathcal{M}_A \left[1 + \frac{1}{8 \mathcal{M}_A^2} \left(1 + 2 \frac{\mathcal{M}_A^2}{\mathcal{M}_{\text{iso}}^2} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{2} - \frac{\mathcal{M}_A^2}{\mathcal{M}_{\text{iso}}^2} \quad (7.36)$$

Exercice 138 : Démontrer la relation (7.36). Quels sont les cas limites pour un champ magnétique fort et faible, respectivement ?

La structure au travers d'un choc magnétisé monofluide (Fig. 7.3) présente une discontinuité de densité ρ , de température T , de vitesse v et de pression P entre les régions pré-choc (1) et post-choc (2). Le refroidissement isobare mène à la région (3) avec un facteur de compression qui augmente encore du fait de l'équation d'état $P = \rho k_B T / \mu$. Le temps de refroidissement est de l'ordre de

$$\tau_{\text{cool}} \approx 7 \cdot 10^3 \text{ an} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{v_s}{100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{3.4} \quad (7.37)$$

ce qui montre que le gaz en aval d'un choc rapide peut mettre un temps important à se refroidir. Notons que ce temps dépend aussi de la métallicité (τ_{cool} diminue lorsque la métallicité augmente). La longueur de refroidissement, c'est-à-dire la distance parcourue par le gaz en aval du choc pendant un temps de refroidissement, est alors

$$L_{\text{cool}} = u_2 \tau_{\text{cool}} = \frac{v_s}{4} \tau_{\text{cool}} \quad (7.38)$$

7.2.5 Le cas bi-fluide

La fraction d'ionisation dans le MIS neutre est faible ($x_e \sim 10^{-7}$ à 10^{-4}), de sorte qu'on a en fait deux fluides distincts : les neutres (atomes et molécules) et le plasma (ions et électrons, couplés au champ magnétique). Avec une fraction d'ionisation faible, les neutres rencontrent surtout d'autres neutres. L'interaction Coulombienne étant à longue portée, les charges interagissent essentiellement avec les charges. On a donc deux fluides faiblement couplés (par collisions ion-neutre).

La vitesse magnéto-sonique dans le plasma

$$c_{\text{ms},i} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_i}} \approx 112 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \left(\frac{B_0}{5 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{10^2 \text{ cm}^{-3}}{n_H} \right)^{1/2} \left(\frac{10^{-4}}{x_e} \right)^{1/2} \quad (7.39)$$

peut être assez élevée, et donc le choc peut-être supersonique dans les neutres, mais sub-sonique dans le plasma. Les ondes magnéto-soniques dans le plasma se propagent dans ce cas en avant du front

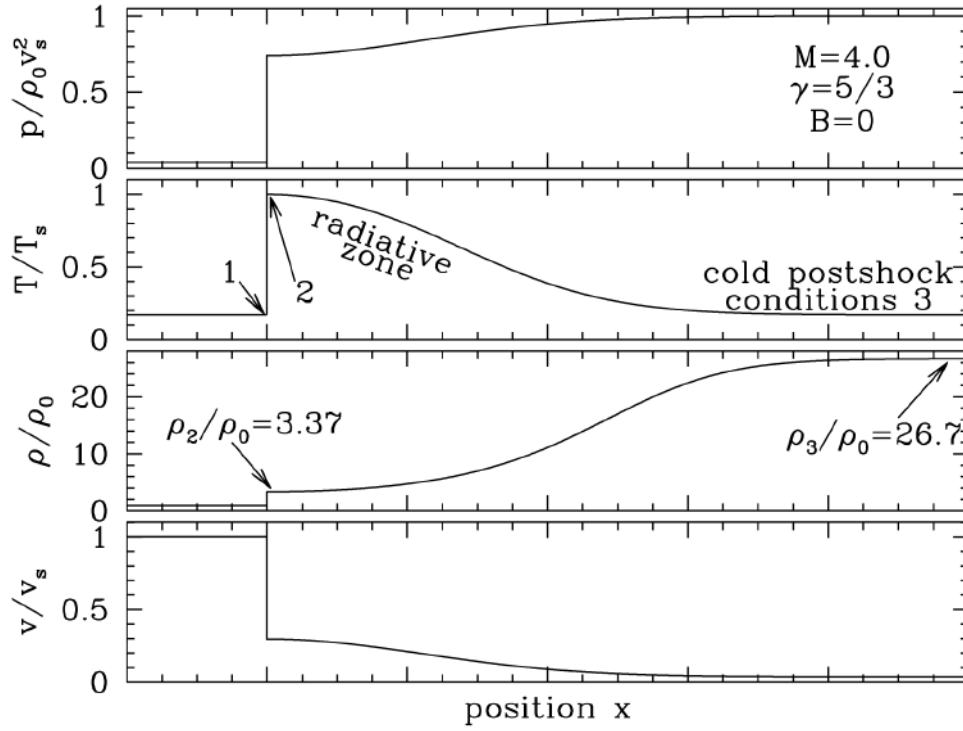


FIGURE 7.3 – Structure d'un choc radiatif non magnétisé, pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 4$, montrant les discontinuités de pression (en haut), de température, de densité et de vitesse. Figure issue de [1].

choc ($c_{ms,i} > v_s$), et le couplage ions-neutres met en mouvement les neutres en avance, informant en quelque sorte le fluide des neutres, en avance, de l'arrivée d'un choc. On a formation d'un **précurseur magnétique**. En fonction de l'intensité du champ magnétique on va avoir différents types de chocs (dont les profils en vitesse sont présentés sur la Fig. 7.4) :

- les **chocs J** (pour *jump*) : En champ faible, tout en ayant $c_{ms,i} > v_s$, les ondes magnéto-soniques dans le plasma sont atténuées par la friction ions-neutres. Le précurseur magnétique s'étend sur une longueur d'autant plus grande que le champ augmente d'intensité.
- les **chocs C** (pour *continuous*) : En champ fort, on a disparition du choc visqueux dans les neutres.

7.2.6 Traitement numérique

Pour aller plus loin, une résolution numérique est nécessaire, pour le suivi des conditions physiques et de la composition du gaz au travers d'un choc. Ces codes, comme le code de choc Paris-Durham¹⁰, calculent les processus de refroidissement et prédisent l'émission des raies associées, en tenant compte de l'irradiation externe [90] mais aussi de l'auto-irradiation produite par les températures élevées atteintes dans le choc. La Fig. 7.5, issue de [170], montre un exemple de tel calcul numérique de la structure (température, composition chimique et composantes du rayonnement) d'un choc.

10. <http://ism.obspm.fr/shock.html>

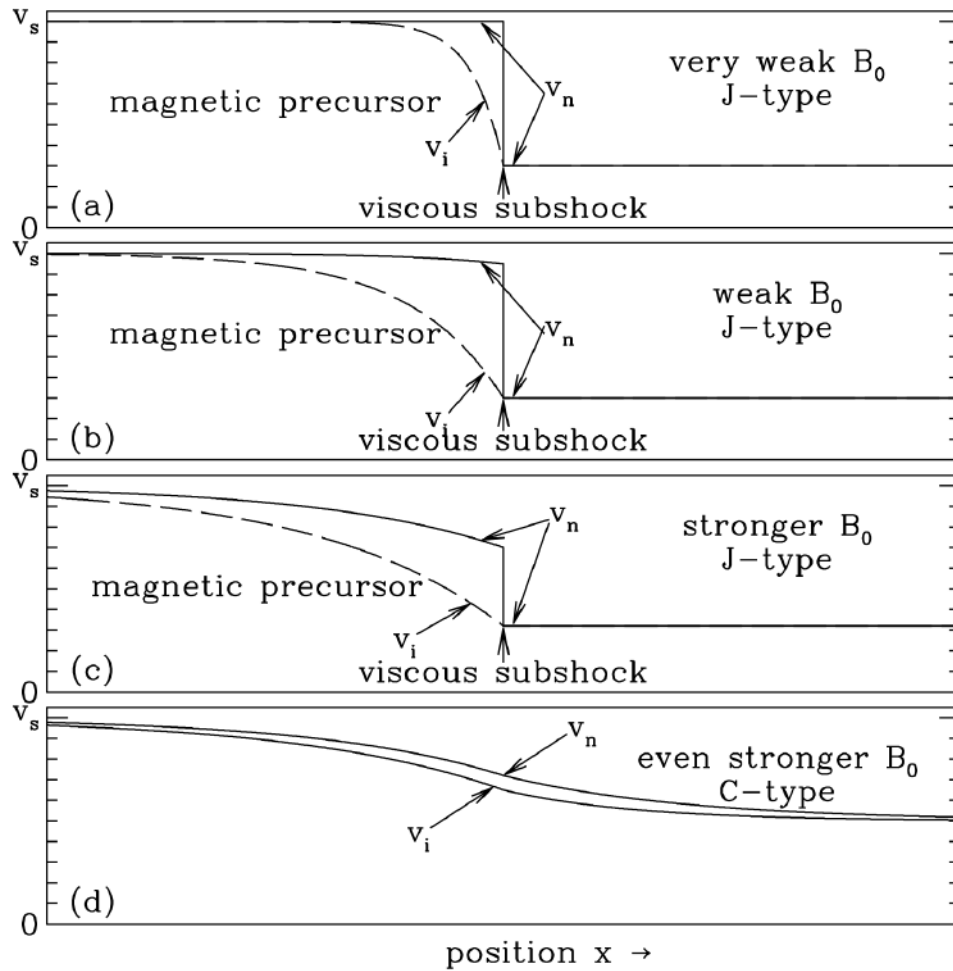


FIGURE 7.4 – Structure en vitesse de différents chocs magnétisés, pour différentes valeurs du champ magnétique pré-choc B_0 . Les courbes montrent la vitesse des ions v_i et des neutres v_n en fonction de la position par rapport au front de choc (au centre). Figure issue de [1].

7.3 Les vents stellaires

7.3.1 Propriétés

Le formalisme des chocs permet de traiter différents cas de figure astrophysique, à commencer par l'interaction entre les **vents stellaires** et le milieu environnant. Les vents stellaires injectent de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans l'environnement immédiat des étoiles. On peut trouver des vents associés à des étoiles de différents types

- des étoiles jeunes et massives dans les associations OB ;
- des géantes et supergéantes rouges, étoiles évoluées progénitrices des nébuleuses planétaires.

On va discuter dans ce qui suit des propriétés de ces différents vents.

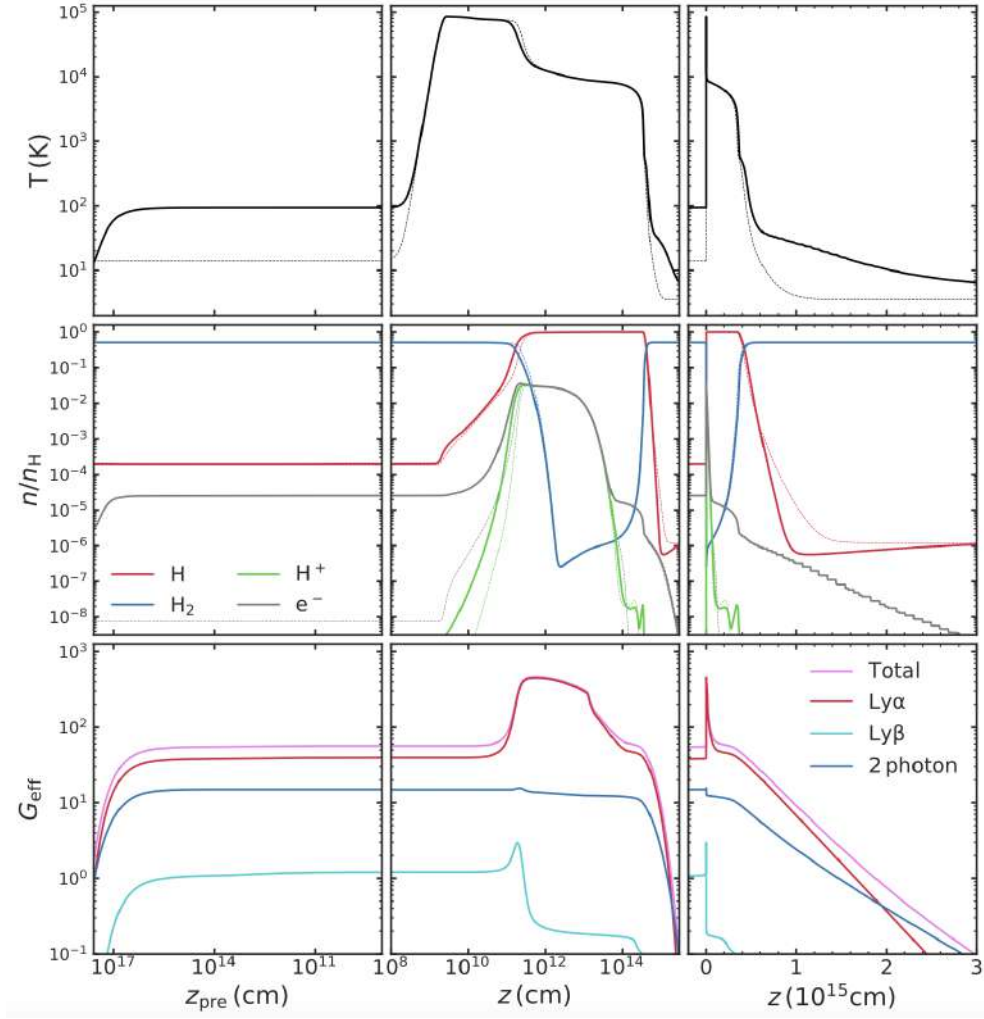


FIGURE 7.5 – Profils de température (en haut), d'abondances des différentes formes de l'hydrogène et des électrons (au milieu), et de champ de rayonnement (en bas) dans un modèle de choc auto-irradié. Les différentes colonnes permettent de montrer la structure dans la zone pré-choc (à gauche) et la zone post-choc (au milieu en échelle logarithmique et à droite en échelle linéaire). Figure issue de [170].

7.3.2 Vents d'étoiles jeunes OB

Quelques propriétés générales

Ces étoiles soufflent un vent très chaud dans un milieu ionisé, à savoir la région HII) à 10^4 K dans laquelle elles se forment. Le vent est **rapide**, avec une vitesse proche de la vitesse de libération à la surface de l'étoile ($300 - 1500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les étoiles B, $1500 - 2500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les étoiles O)

$$V_w = \sqrt{\frac{2GM_\star}{R_\star}} \quad (7.40)$$

La **perte de masse** de l'étoile, définie par

$$\dot{M} = -\frac{dM_\star}{dt} > 0 \quad (7.41)$$

est en revanche assez faible, de l'ordre de 10^{-7} à $10^{-5} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$.

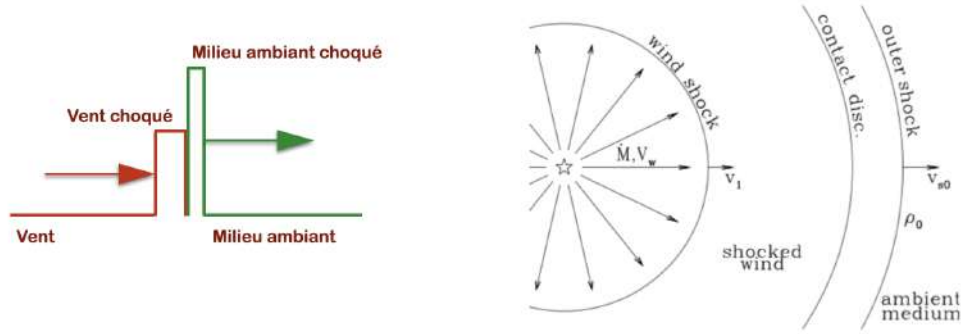


FIGURE 7.6 – Interaction entre un vent stellaire et le milieu environnant. Figure adaptée de [1].

Structure de la zone d'interaction entre le vent stellaire et le milieu ambiant

Le milieu ambiant est une région HII, au repos. La grande vitesse initiale du vent implique le développement d'un **choc externe** dans ce milieu ambiant et l'accumulation d'une coquille de matière en aval de ce choc et d'un **choc interne** de décélération du vent stellaire rapide sur le matériel du vent déjà en contact avec le milieu ambiant. La **discontinuité de contact** entre ces deux régions choquées est susceptible d'instabilités (Fig. 7.6). Pour décrire les différentes phases de cette interaction, on note V_w la vitesse du vent, initié $t = 0$, $\dot{M}$ la perte de masse, n_H la densité du milieu ambiant, $\rho_0 = 1.4m_H n_H$ sa masse volumique et v_s la vitesse du choc externe.

Expansion libre

La première phase est une **expansion libre**, car la grande puissance mécanique injectée

$$\dot{E} = \frac{1}{2} \dot{M} V_w^2 \approx 3.2 \cdot 10^{35} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right) \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^2 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (7.42)$$

rencontre une faible résistance. C'est une phase **ballistique** au cours de laquelle le rayon R_s de la zone balayée par le vent augmente linéairement en temps

$$R_s \approx V_w t \quad (7.43)$$

Elle prend fin lorsque la masse de milieu ambiant déplacée devient égale à la masse du vent émis

$$\dot{M} t_0 \approx \frac{4}{3} \pi R_s(t_0)^3 \rho_0 \quad (7.44)$$

ce qui donne

$$t_0 \approx \sqrt{\frac{3\dot{M}}{4\pi\rho_0 V_w^3}} \approx 2.54 \text{ an} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-3/2} \quad (7.45)$$

On voit que cette phase peut être très courte.

Phase de conservation de l'énergie

Lorsqu'elle est terminée, on modélise le vent en écrivant la conservation de l'énergie, ce qui suppose que les pertes radiatives dans la région choquée sont suffisamment faibles. Cette approximation est raisonnable aux temps assez courts, comme on le verra. L'énergie de la région est fournie par l'énergie cinétique du vent,

$$E(t) = \frac{1}{2} \dot{M} V_w^2 t \quad (7.46)$$

et elle est conservée sous formes cinétique et thermique, à part à peu près égales. L'essentiel de sa masse est constituée par la matière accumulée

$$M(t) = \frac{4\pi}{3} \rho_0 R_s^3 \quad (7.47)$$

Pour déterminer l'évolution temporelle de la taille R_s de la "bulle" choquée, on fait l'hypothèse d'une loi d'échelle de la forme $R_s = At^\eta$ et celle d'un choc fort pour lequel la vitesse du gaz ambiant choqué est $(3/4)v_s$ avec $v_s = \eta R_s/t$ d'après la loi d'échelle supposée. On en tire alors

$$R_s = \left(\frac{50 \dot{M} V_w^2}{27 \pi \rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} \quad (7.48)$$

avec par conséquent un exposant $\eta = 3/5$.

Exercice 139 : Démontrer la relation (7.48)

Numériquement, cela donne un rayon

$$R_s \approx 3.5 \cdot 10^{17} \text{ cm} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} \text{ M}_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{2/5} \left(\frac{t}{10^3 \text{ an}} \right)^{3/5}$$

et une vitesse d'expansion

$$v_s \approx 66 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} \text{ M}_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{2/5} \left(\frac{t}{10^3 \text{ an}} \right)^{-2/5}$$

Avec une densité de l'ordre de $n_H = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ et une vitesse d'expansion $v_s = 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, la relation (7.37) donne un temps de refroidissement relativement court, $\tau_{\text{cool}} \approx 1.7 \cdot 10^4 \text{ an}$, mais qui surtout diminue au fur et à mesure du temps et du ralentissement du choc, puisque $\tau_{\text{cool}} \propto v_s^{3.4} \propto t^{-1.36}$. Il arrive donc un moment τ_{rad} , au bout de quelques dizaines d'années, où **les pertes radiatives ne peuvent plus être négligées**. On obtient cet ordre de grandeur en écrivant que le temps écoulé $t = \tau_{\text{rad}}$ est égal au temps de refroidissement à cette date τ_{cool} . On en tire alors

$$t_{\text{rad}} \approx 67 \text{ an} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.71} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} \text{ M}_\odot \cdot \text{an}^{0.29}} \right)^{1/5} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{0.58} \quad (7.49)$$

À cette date le rayon de la bulle est

$$R_{\text{rad}} \approx 6.9 \cdot 10^{16} \text{ cm} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.63} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} \text{ M}_\odot \cdot \text{an}^{0.37}} \right)^{1/5} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{0.74} \quad (7.50)$$

avec une vitesse d'expansion

$$v_{\text{rad}} \approx 190 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.08} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} \text{ M}_\odot \cdot \text{an}^{0.08}} \right)^{1/5} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{0.16} \quad (7.51)$$

La phase non-radiative est donc elle aussi très courte.

Exercice 140 : Démontrer les relations (7.49) à (7.51).

Poursuite de l'expansion

Le gaz choqué refroidit vite et se condense en une mince coquille. La pression du gaz chaud interne à la coquille continue à forcer l'expansion. La loi d'expansion est semblable à celle de la phase précédente, aux facteurs numériques près

$$R_s \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ cm} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{2/5} \left(\frac{t}{10^3 \text{ an}} \right)^{3/5} \quad (7.52)$$

$$v_s \approx 60 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{2/5} \left(\frac{t}{10^3 \text{ an}} \right)^{-2/5} \quad (7.53)$$

Il y a disparition du choc externe lorsque v_s atteint la vitesse du son dans le milieu ambiant (soit de l'ordre de $15 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). Il reste alors une cavité très chaude, émettant en rayons X, en équilibre de pression avec le milieu ambiant. Seule la partie du vent en contact avec le milieu ambiant refroidit rapidement à 10^4 K .

7.3.3 Vents d'étoiles évoluées

Quelques propriétés générales

On a cette fois expansion d'un vent moléculaire au sein d'un milieu neutre diffus. Le vent est lent et la perte de masse est importante pour les vents d'étoiles AGB

$$V_w \sim 15 - 30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \quad \dot{M} \sim 10^{-4} M_\odot \cdot \text{an}^{-1} \quad (7.54)$$

Expansion libre

Comme dans le cas des étoiles jeunes, la première phase est une phase d'expansion libre, balistique, qui prend fin lorsque la masse de milieu ambiant déplacée égale la masse du vent émis

$$t_0 \approx \sqrt{\frac{3\dot{M}}{4\pi\rho_0 V_w^3}} \quad (7.55)$$

À la différence des étoiles jeunes, cependant, cette expansion se fait dans un milieu diffus (ρ_0 plus faible) offrant peu de résistance initiale, avec un vent plus lent (V_w plus faible) et une perte de masse plus importante ($\dot{M}$ plus élevée), de sorte que cette phase d'expansion libre est nettement plus longue que dans le cas des étoile jeunes

$$t_0 \approx 8 \cdot 10^4 \text{ an} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{V_w}{10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-3/2} \quad (7.56)$$

Cette phase peut en fait couvrir toute la durée de production du vent stellaire.

Phase décélérée

Après le temps t_0 , on a une phase décélérée. La présence de molécules, dans un gaz relativement dense, implique un refroidissement radiatif important. L'expansion qui se poursuit est imprimée par le transfert de quantité de mouvement du vent au milieu ambiant. On détermine alors, en supposant là encore une loi d'échelle pour le rayon de la bulle, que celui-ci augmente en racine carrée du temps,

$$R_s(t) \approx \left(\frac{3\dot{M}V_w}{2\pi\rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2} \quad (7.57)$$

avec, numériquement,

$$R_s \approx 3.4 \cdot 10^{17} \text{ cm} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{V_w}{10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{t}{10^3 \text{ an}} \right)^{1/2} \quad (7.58)$$

On en tire aussi la vitesse d'expansion

$$v_s \approx 53 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{V_w}{10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{t}{10^3 \text{ an}} \right)^{-1/2} \quad (7.59)$$

Exercice 141 : Démontrer la relation (7.57) et les applications numériques qui en découlent.

Observation de MASERs dans les vents d'étoiles évoluées

Le vent de ces étoiles est riche en molécules et en grains de poussières. En particulier, si l'étoile AGB est riche en oxygène ($C/O < 1$), le vent contient des molécules de CO et de H₂O. L'exposition de ces molécules au rayonnement interstellaire provoque leur dissociation. Dans le cas de l'eau, cette photodissociation produit des radicaux hydroxyle OH à une distance caractéristique de l'étoile¹¹

$$R_{OH} \sim \frac{V_w}{\zeta_{d,H_2O}} \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ cm} \left(\frac{V_w}{10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{6 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}}{\zeta_{d,H_2O}} \right) \quad (7.60)$$

où $\zeta_{d,H_2O} \sim 6 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ est le taux de photodissociation de l'eau dans le champ de rayonnement interstellaire standard. Les radicaux hydroxyles peuvent à leur tour être photodissociés, avec un taux $\zeta_{d,OH} \sim 3 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$, de sorte que OH présente un maximum d'abondance dans une coquille sphérique de rayon moyen R_{OH} . Cette espèce est susceptible de présenter un **effet MASER**, via le pompage infrarouge dû à la poussière chaude dans le vent. On observe effectivement cette émission fortement amplifiée dans une structure annulaire autour de l'étoile, ainsi que dans la direction de l'étoile elle-même. Pour différentes espèces présentant un tel effet, on observe des émissions à des distances différentes de l'étoile (voir la Fig. 7.7).

Chocs d'étrave des vents des étoiles en mouvement dans le MIS

Une étoile évoluée peut être en mouvement par rapport au milieu ambiant, et son interaction avec celui-ci peut alors provoquer l'apparition de **chocs d'étrave** (*bow shock* en anglais) si ce mouvement, à la vitesse v_* est supersonique par rapport à la vitesse du son c_{ISM} du milieu ambiant. On parle alors d'étoile **runaway**. Le vent étant généralement supersonique par rapport à sa propre vitesse du son, $V_w > c_{s,w}$, il est décéléré dans un **choc terminal**. On a donc deux ondes de choc, séparées par une discontinuité de contact. La zone interne est appelée **astrosphère** (Fig. 7.8). On trouvera dans [1] une estimation de la distance à laquelle se trouve le choc d'étrave par rapport à l'étoile.

7.4 Les rémanents de supernovæ (SNR)

7.4.1 Impact d'une supernova sur le milieu environnant

Sur un temps très court, une supernova injecte dans le milieu environnant une très grande quantité d'énergie ($E \sim 10^{51} \text{ erg} = 10^{44} \text{ J}$), ainsi que des éléments lourds, produits pour certains au cœur de l'étoile pendant ses phases antérieures et pour d'autres au moment même de la supernova. Les **éjectas** à haute vitesse interagissent avec le MIS environnant, y injectant de l'énergie cinétique qui entretient la turbulence interstellaire. Le gaz très chaud issu des explosions de supernovæ est celui qui forme la phase HIM du MIS, qui emplit 50% de son volume.

11. Cette distance est celle parcourue par une molécule d'eau avant photodissociation.

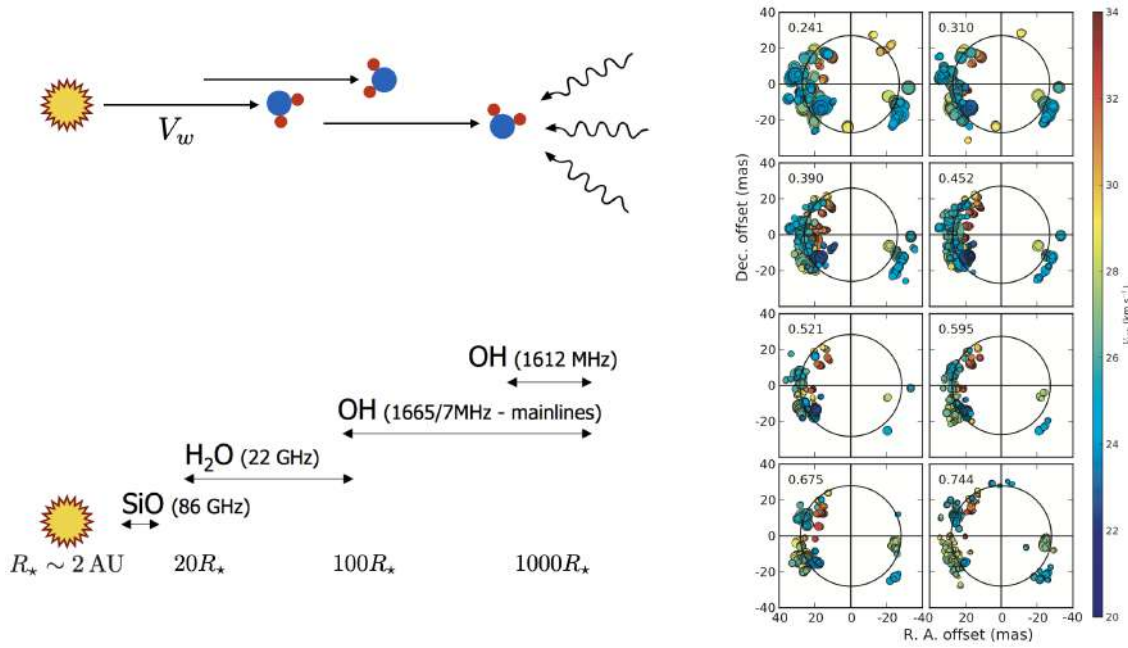


FIGURE 7.7 – Principe de la photodissociation de molécules dans un vent d'étoile évoluée (*en haut à gauche*), observation de l'émission MASER SiO à différentes époques dans une enveloppe circumstellaire (Figure issue de [171], *à droite*) et localisation des différentes émissions MASER (*en bas à gauche*).

7.4.2 Un modèle simple d'interaction entre une supernova et le MIS

Pour construire un modèle simple d'interaction entre une supernova et le MIS, on va supposer que l'explosion, à $t = 0$ est à symétrie sphérique et qu'elle se produit dans un milieu homogène infini. On note M_{ej} la masse des éjecta¹², E_0 l'énergie injectée, n_H et T_0 la densité et la température du milieu ambiant avant l'explosion. Comme pour les vents stellaires, on distingue différentes phases de l'évolution du **rémanent de supernova** (SNR pour *supernova remnant*) :

- Une phase d'expansion libre balistique
- Une phase Sedov-Taylor
- Une phase *snowplow*¹³
- Une phase *fadeaway*¹⁴

Phase d'expansion libre

Sur la première phase, les éjecta ont une vitesse qu'on peut estimer au moyen de la vitesse RMS

$$v_{rms} = \sqrt{\langle v_{ej}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{2E_0}{M_{ej}}} \approx 10^4 \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{ej}}{M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \quad (7.61)$$

qui est nettement supérieure à la vitesse du son dans le milieu environnant, $v_{rms} \gg c_s$. Une onde de **choc direct** se forme donc dans ce milieu. Aux temps courts¹⁵, la densité des éjectas, proche de la densité stellaire du progéniteur, est bien supérieure à la densité du MIS, de sorte que l'expansion est

12. Celle-ci sera typiquement de l'ordre de $1.4 M_\odot$ pour les supernovæ de type Ia, et de l'ordre de $10 - 20 M_\odot$ pour les supernovæ de type II.

13. Littéralement, "chasse-neige".

14. En français, on pourrait parler d'estompement ou d'effacement.

15. De l'ordre de quelques jours

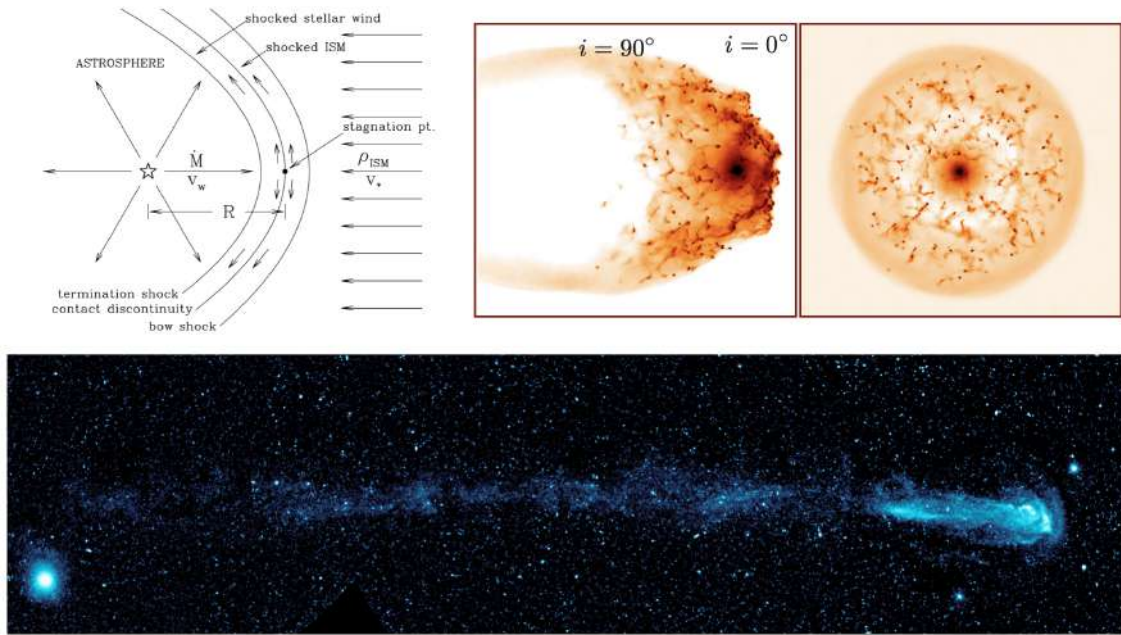


FIGURE 7.8 – Modélisation de l'interaction entre un vent stellaire et le milieu interstellaire pour une étoile en mouvement supersonique par rapport au MIS ambiant (*en haut à gauche*), densité de colonne du gaz dans une simulation de l'interaction de Betelgeuse avec le MIS (Figure issue de [172], *en haut à droite*) et observation en UV avec GALEX de l'étoile runaway α Ceti, aussi connue sous le nom de "Mira" (NASA/JPL-Caltech/C. Martin (Caltech)/M. Seibert(OCIW), *en bas*).

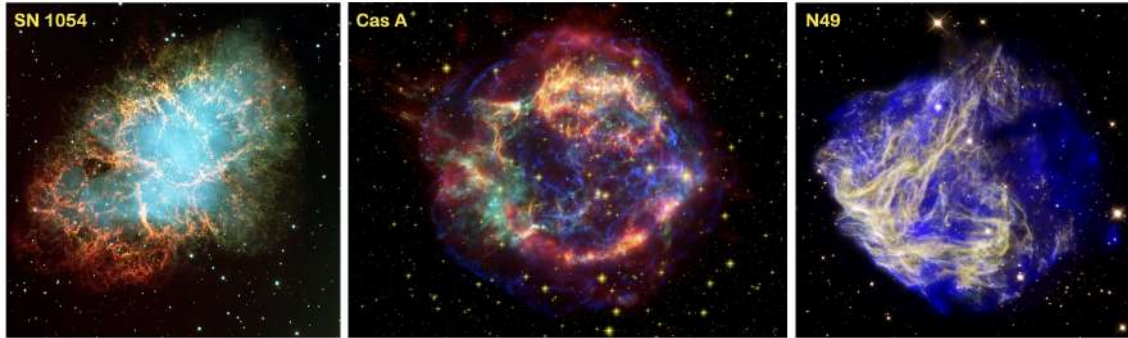


FIGURE 7.9 – Exemples de rémanents de supernovæ.

balistique, et le rémanent de supernova s'étend à une vitesse v_s constante, égale à v_{rms} . La densité des éjecta décroît alors avec le temps en t^{-3} , leur pression thermique chute et devient inférieure à la pression du milieu ambiant choqué, ce qui provoque l'apparition d'un **choc en retour**, qui se propage vers l'intérieur du rémanent, ralentit et chauffe les éjecta (Fig. 7.10). Lorsque le choc direct a balayé une masse de milieu ambiant équivalente à celle des éjecta, la phase d'expansion libre peut être considérée comme terminée. Cela se produit à un temps de l'ordre de 200 ans,

$$t_1 \approx 187 \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{5/6} \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ an} \quad (7.62)$$

pour lequel le rayon du rémanent vaut

$$R_s(t_1) = R_1 \approx 5.90 \cdot 10^{18} \left(\frac{M_{ej}}{M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ cm} \quad (7.63)$$

Exercice 142 : Démontrer les relations (7.62) et (7.63).

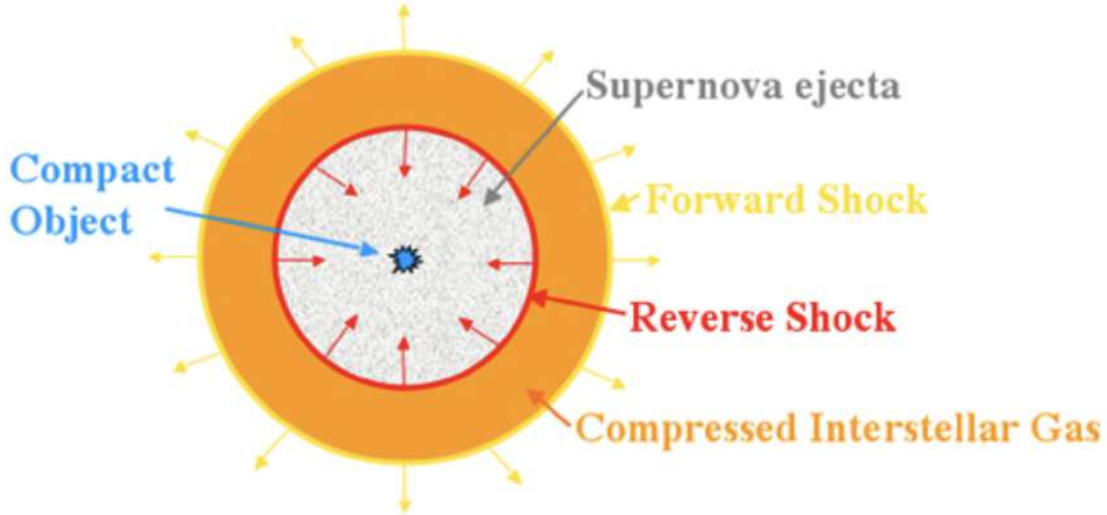


FIGURE 7.10 – Choc direct et en retour dans un rémanent de supernova.

Phase Sedov-Taylor

À $t \approx t_1$, le choc en retour a atteint le centre du rémanent. Les éjecta sont très chauds, du fait du chauffage par le choc retour, mais la densité du milieu est faible, ce qui limite le refroidissement radiatif (qui est initié par une excitation collisionnelle, peu probable à ces densités). La pression dans le rémanent est très supérieure à celle du milieu environnant. Cette phase, dite **Sedov-Taylor**¹⁶, peut être modélisée par une explosion ponctuelle injectant l'énergie E_0 au sein d'un milieu homogène, de masse volumique ρ_0 , à température "nulle", en négligeant la masse des éjecta, les pertes radiatives et la pression du milieu ambiant. Ce modèle peut-être construit par une simple analyse dimensionnelle, qui donne, pour le rayon $R_s(t)$ du rémanent

$$R_s(t) = A E_0^{1/5} \rho_0^{-1/5} t^{2/5} \quad (7.64)$$

où A est une constante sans dimension, qu'on détermine via une solution exacte (voir plus bas), avec $A = 1.15167$. La vitesse d'expansion du rémanent est alors

$$v_s = \frac{dR_s}{dt} = \frac{2A}{5} \left(\frac{E_0}{\rho_0 t^3} \right)^{1/5} \propto t^{-3/5} \quad (7.65)$$

16. Le 16 juillet 1945, les Etats-Unis procédèrent au premier essai atomique sous le nom de code "Trinity". Le physicien Britannique G. I. Taylor, membre du projet Manhattan, fut convié à y assister. Deux ans plus tard, un film de l'explosion fut déclassifié et des photographies publiées. Taylor en déduisit l'énergie libérée [173], alors même que cette information était encore confidentielle, ce qui lui valut quelques remontrances de la part de l'US Army. La modélisation de Taylor est la même que celle utilisée ici, et ce modèle fut développé en URSS par Sedov un peu plus tard [174].

Exercice 143 : Justifier les exposants de la relation (7.64) en partant d'une forme générique.

Plus précisément, la solution de Sedov-Taylor [174, 175] consiste à chercher, pour les équations de continuité, d'Euler, et énergétique, écrites en symétrie sphérique, des solutions de la densité $\rho(r, t)$, du champ de vitesse $v(r, t)$ et de la pression $p(r, t)$ qui se mettent sous des formes auto-similaires,

$$\rho(r, t) = \rho_0 f(\xi) \quad v(r, t) = \alpha \frac{r}{t} g(\xi) \quad p(r, t) = \beta \frac{\rho_0 r^2}{t^2} h(\xi) \quad (7.66)$$

qui sont fonction de la variable radiale adimensionnée

$$\xi = \frac{r}{R_s} = \frac{1}{A} E_0^{-1/5} \rho_0^{1/5} r t^{-2/5} \quad (7.67)$$

et où α et β sont des facteurs numériques qu'on peut choisir librement. En insérant ces formes dans les équations fluides, on en tire un ensemble d'équations différentielles ordinaires pour les fonctions f , g et h . Les facteurs numériques α et β sont alors choisis pour simplifier la forme de ces équations. Les conditions de bord, à $\xi = 1$, sont déterminées en se plaçant dans le référentiel du choc et en supposant un choc fort, ce qui permet de calculer la densité, la vitesse et la pression au bord intérieur de la région choquée, connaissant la densité et la vitesse du choc (Fig. 7.11). Ces équations peuvent alors être résolues et on obtient des profils tels que ceux montrés sur la Fig. 7.12.

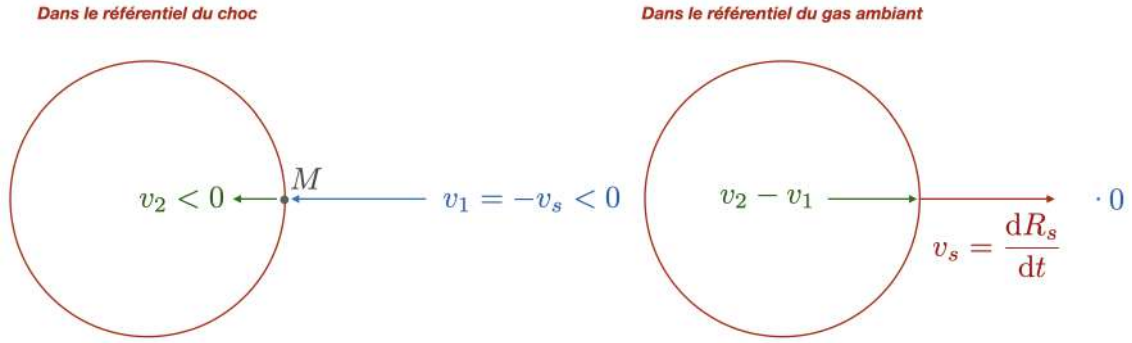


FIGURE 7.11 – Détermination des conditions de bord pour résoudre les équations de Sedov-Taylor. Les conditions de saut de Rankine-Hugoniot sont utilisées dans le référentiel du choc.

Exercice 144 : Écrire les équations fluides en symétrie sphérique puis donner les principales étapes de la détermination des équations différentielles sur f , g et h .

Cette phase prend fin lorsque les pertes radiatives du gaz chaud du rémanent ne peuvent plus être négligées. Pour estimer ce temps, on modélise le taux de refroidissement volumique par $\Lambda = CT^{-\delta} n_H n_e$ où n_H est la densité des protons et n_e celle des électrons, avec une dépendance en température typique de $\delta = 0.7$. On en tire la perte relative d'énergie sous la forme

$$\frac{\Delta E(t)}{E_0} \propto -\rho_0^{1.68} E_0^{-0.68} t^{3.04} \quad (7.68)$$

et par conséquent un temps t_{rad} de fin de la phase Sedov-Taylor au bout duquel une fraction significative, par exemple $1/3$, de l'énergie initiale a été rayonnée. On trouve alors

$$t_{\text{rad}} \approx 49.3 \cdot 10^3 \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{0.22} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.55} \text{ an} \quad (7.69)$$

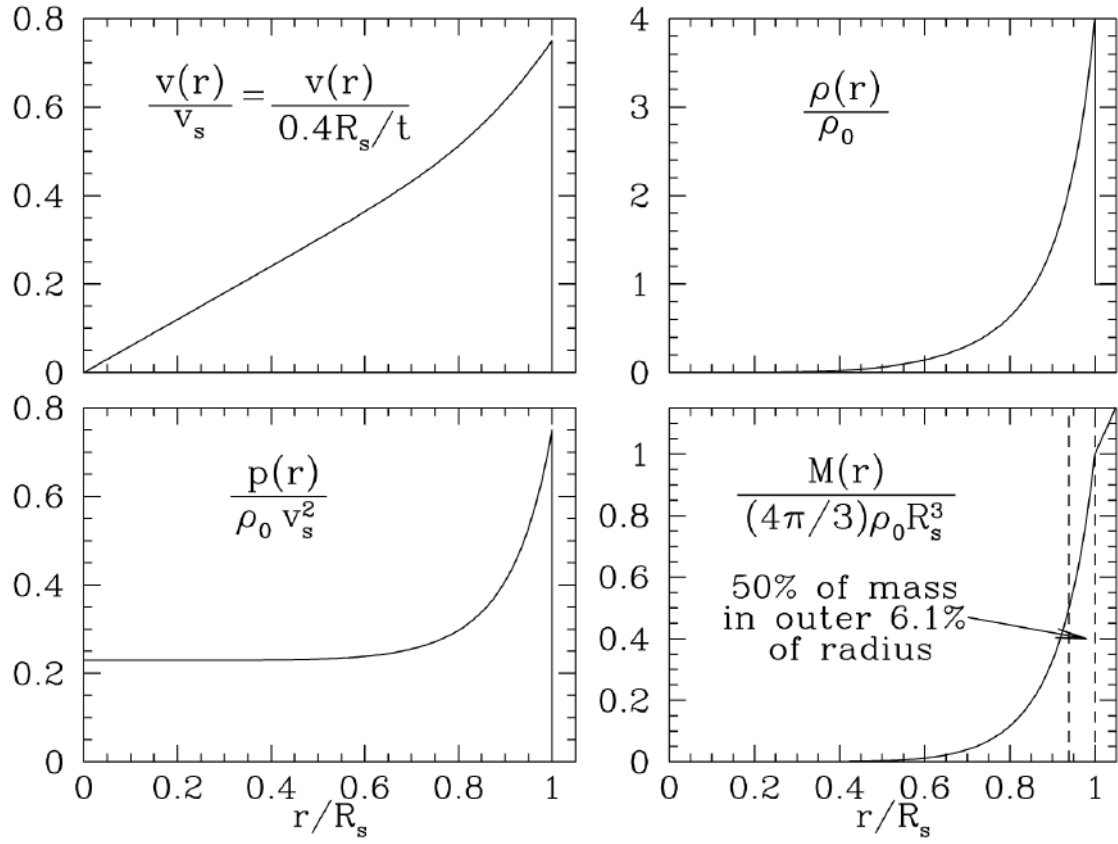


FIGURE 7.12 – Solution de Sedov-Taylor pour un gaz d'exposant adiabatique $\gamma = 5/3$, montrant les profils de vitesse, de densité, de pression et la masse interne à un rayon donné. Figure issue de [1].

À cette date, le rayon du rémanent et sa vitesse d'expansion sont

$$R(t_{\text{rad}}) \approx 7.32 \cdot 10^{19} \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{0.29} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.42} \text{ cm} \quad (7.70)$$

$$v(t_{\text{rad}}) \approx 188 \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{0.07} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.14} \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \quad (7.71)$$

Exercice 145 : Démontrer les lois d'échelle (7.69) à (7.71).

Phase "snowplow"

Le refroidissement fait chuter la pression thermique de la coquille interne au choc, ce qui amène une brève pause de l'expansion, mais le gaz très chaud interne au SNR continue de presser sur la coquille et l'expansion reprend. On a alors une coquille de gaz froid et dense poussée par un gaz très chaud en surpression. La masse de la coquille augmente par accumulation de gaz environnant (effet "chasse-neige"). Pour modéliser cette phase, on note M_s la masse de la coquille, de rayon R_s celui du SNR et en expansion à la même vitesse v_s que le choc. Le refroidissement adiabatique du gaz interne au SNR implique que la pression interne évolue comme

$$p_i(t) = p_{\text{rad}} \left[\frac{R_{\text{rad}}}{R_s(t)} \right]^{3\gamma} \quad (7.72)$$

et on peut prendre $\gamma = 5/3$ pour un gaz monoatomique. En écrivant l'équation du mouvement de la coquille sous l'effet de cette pression interne et en supposant que le rayon R_s varie comme t^ν , on montre alors que le rayon et la vitesse d'expansion du rémanent évolue comme

$$R_s \propto t^{2/7} \quad v_s \propto t^{-5/7} \quad (7.73)$$

Exercice 146 : Démontrer les relations (7.73)

Phase de "fadeaway"

La vitesse de l'expansion, qui est constante dans la phase "balistique" décroît ensuite avec le temps, en $t^{-3/5}$ puis en $t^{-5/7}$. Au début de la phase *snowplow*, elle vaut typiquement $v_s \approx 150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. C'est donc toujours un choc fort dans le milieu neutre, puisque la vitesse du son y est bien plus faible. L'énergie du choc se dissipe, le choc ralentit et le facteur de compression diminue. Le choc devient une onde acoustique lorsque v_s devient égale à la vitesse du son c_s dans le milieu ambiant. On en tire que le rémanent de supernova se fond dans le MIS au bout d'un temps caractéristique de l'ordre de 2 Myr

$$t_{\text{fade}} = \left(\frac{2R_{\text{rad}}}{7c_s t_{\text{rad}}} \right)^{7/5} t_{\text{rad}} \approx 1.9 \cdot 10^6 \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{0.32} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.37} \left(\frac{c_s}{10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-0.4} \text{ an} \quad (7.74)$$

À cette date, le rayon du SNR est

$$R_{\text{fade}} \approx 2.1 \cdot 10^{20} \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{0.32} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.37} \left(\frac{c_s}{10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-0.4} \text{ cm} \quad (7.75)$$

Exercice 147 : Démontrer les relations d'échelle (7.74) et (7.75).

7.4.3 Modèle de McKee et Ostriker du milieu interstellaire

Superposition de supernovæ

Au bout de $\sim 2 \text{ Myr}$, le rémanent de supernova occupe un volume V_{fade} dans lequel il est possible qu'une autre supernova explose. Sachant que le taux de supernova par unité de volume¹⁷ dans la Galaxie est $S \approx 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ pc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}$, le nombre de supernovæ additionnelles dans ce volume V_{fade} et pendant ce temps t_{fade} est $N_{\text{SN}} = S V_{\text{fade}} t_{\text{fade}}$, soit

$$N_{\text{SN}} \approx 0.24 \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1.26} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1.47} \left(\frac{c_s}{10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-2.6} \left(\frac{S}{10^{-13} \text{ pc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}} \right) \quad (7.76)$$

Si on part d'un modèle du MIS homogène à deux phases d'hydrogène neutre (CNM et WNM), on en déduit $N_{\text{SN}} \approx 1.1$, de sorte qu'en l'espace de $\sim 2 \text{ Myr}$ les rémanents de supernovæ occupent la majeure partie du volume en ayant détruit l'homogénéité initiale.

Interaction d'un SNR avec un nuage dense

Il faut donc discuter de l'expansion d'un rémanent dans un milieu hétérogène, puisqu'on sait que le MIS est en réalité constitué en grande partie d'une phase très chaude et diffuse, le HIM, avec $n_H \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ et $T \approx 10^6 \text{ K}$, dans lequel on trouve des nuages denses ($n_H \approx 30 \text{ cm}^{-3}$) et froids ($T \approx 100 \text{ K}$) répartis dans le volume. Lorsqu'une onde de choc de supernova de vitesse v_s dans un milieu internuage de densité ρ_{ICM} entre en contact avec un tel nuage, de densité ρ_c , elle lui impose une

17. On l'estime à partir de l'observation d'un évènement tous les 60 ans environ, dans un disque de rayon 15 kpc et d'épaisseur 200 pc.

pression $p \approx \rho_{\text{ICM}} v_s^2$, qui provoque une onde de choc dans le nuage (Fig. 7.13). En écrivant l'équilibre de pression entre la partie choquée du nuage et le SNR, on obtient la vitesse de ce choc dans le nuage

$$v_{cs} = \left(\frac{\rho_{\text{ICM}}}{\rho_c} \right)^{1/2} v_s \quad (7.77)$$

Le contraste de densité ralentit fortement l'onde de choc, mais l'onde de choc met néanmoins en mouvement la matière dans le nuage, de manière hétérogène. Si le nuage n'est pas auto-gravitant¹⁸, il peut être détruit par le passage de cette onde de choc. Après le passage de l'onde de choc, le nuage est entouré du gaz très chaud du SNR. La conduction thermique peut alors mener à son évaporation, et le transfert de masse vers le SNR amène une baisse de la température de celui-ci¹⁹.

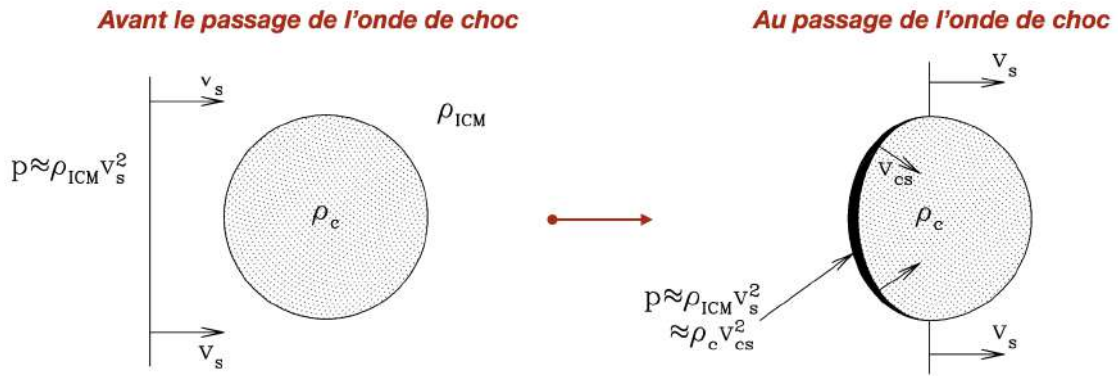


FIGURE 7.13 – Interaction entre une onde de choc et un nuage dense. Figure adaptée de [1].

Le modèle de McKee et Ostriker

La constatation que la succession d'évènements de supernova dans un milieu neutre et homogène aboutit, au bout de quelques millions d'années, à un volume entièrement rempli de gaz très chaud et diffus a mené McKee et Ostriker [169] à développer un modèle multiphasique du milieu interstellaire, où quatre phases (HIM, WIM, WNM et CNM) coexistent, la pression du milieu est maintenue par les explosions de supernovæ (Fig. 7.14).

L'argument de [169], qui est un argument de stationnarité statistique, est le suivant : si la pression initiale du MIS était faible, avec par conséquent une faible vitesse du son, l'expansion des SNR se poursuivrait jusqu'à de grands rayons avant qu'ils disparaissent et se superposent les uns aux autres. La pression du MIS augmenterait, jusqu'à ce qu'elle soit telle que la phase de *fadeaway* coïncide avec la superposition des SNR. La pression du MIS cesse en effet d'augmenter si, en moyenne, une nouvelle supernova vient suppléer une qui s'estompe. La pression du SNR et celle du milieu ambiant sont alors égales. Le fait que $N_{\text{SN}} \approx 1$ permet alors de prédire la pression P du MIS. On montre en effet que

$$\frac{P}{k_B} \approx 5700 \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{0.97} \left(\frac{S}{10^{-13} \text{ pc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}} \right)^{0.77} \left(\frac{n_H}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.13} \text{ K} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (7.78)$$

Avec $E_0 = 10^{51} \text{ erg}$, $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$ et $S = 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ pc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}$, on a

$$\frac{P}{k_B} \approx 6600 \text{ K} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (7.79)$$

18. Un champ magnétique peut également aider à maintenir la cohésion du nuage.

19. L'énergie thermique est répartie sur plus de particules

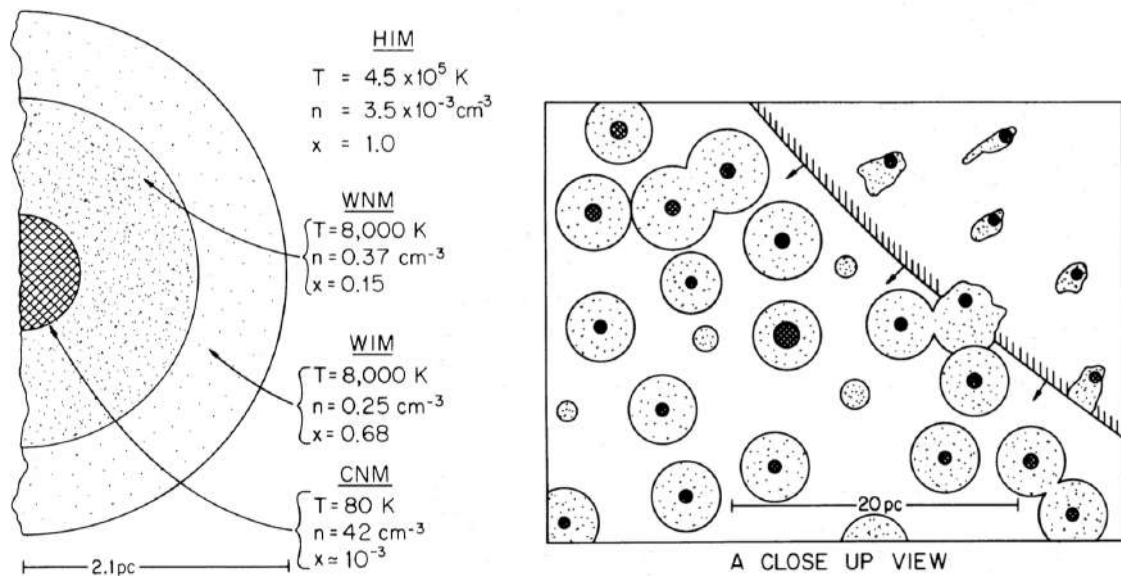


FIGURE 7.14 – Modèle de McKee et Ostriker du milieu interstellaire multiphasique. Structure d'un nuage typique (à gauche) et interaction d'un SNR avec une population de nuages (à droite). Figure issue de [169]

qui est du bon ordre de grandeur si on la compare à la pression mesurée par ailleurs en utilisant les raies de CI, soit $P/k_B \approx 3800 \text{ K} \cdot \text{cm}^{-3}$. Le modèle de McKee et Ostriker [169] est encore aujourd'hui la référence pour notre compréhension globale du milieu interstellaire multiphasique.

Exercice 148 : Démontrer la relation (7.78)

Bibliographie

- [1] B. T. Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*. 2011.
- [2] J. E. Dyson and D. A. Williams, *The physics of the interstellar medium*. 1997.
- [3] *The Physics of Interstellar Dust*, vol. 10 of *Wiley Praxis Series in Astronomy and Astrophysics*, Dec. 2002.
- [4] J. Lequeux, E. Falgarone, and C. Rytter, *The Interstellar Medium*, vol. 941. Springer, 2005.
- [5] N. S. Schulz, *From Dust to Stars : Studies of the Formation and Early Evolution of Stars*. 2010. OCLC : 1113596047.
- [6] L. Spitzer, *Physical processes in the interstellar medium*. 1978.
- [7] S. W. Stahler and F. Palla, *The Formation of Stars*. 2004.
- [8] A. G. G. M. Tielens, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*. 2005.
- [9] D. Ward-Thompson and A. P. Whitworth, *An Introduction to Star Formation*. 2015.
- [10] D. C. B. Whittet, *Dust in the galactic environment*. 1992.
- [11] T. C. Licquia and J. A. Newman, "Improved Estimates of the Milky Way's Stellar Mass and Star Formation Rate from Hierarchical Bayesian Meta-Analysis," *ApJ*, vol. 806, p. 96, June 2015.
- [12] N. J. Evans, II, M. M. Dunham, J. K. Jørgensen, M. L. Enoch, B. Merín, E. F. van Dishoeck, J. M. Alcalá, P. C. Myers, K. R. Stapelfeldt, T. L. Huard, L. E. Allen, P. M. Harvey, T. van Kempen, G. A. Blake, D. W. Koerner, L. G. Mundy, D. L. Padgett, and A. I. Sargent, "The Spitzer c2d Legacy Results : Star-Formation Rates and Efficiencies ; Evolution and Lifetimes," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 181, pp. 321–350, Apr. 2009.
- [13] R. C. Kennicutt, Jr., "The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies," *ApJ*, vol. 498, pp. 541–552, May 1998.
- [14] F. Bigiel, A. Leroy, F. Walter, E. Brinks, W. J. G. de Blok, B. Madore, and M. D. Thornley, "The Star Formation Law in Nearby Galaxies on Sub-Kpc Scales," *Astronomical Journal*, vol. 136, pp. 2846–2871, Dec. 2008.
- [15] F. Motte, S. Bontemps, T. Csengeri, Y. Pouteau, F. Louvet, A. M. Stutz, N. Cunningham, A. López-Sepulcre, N. Brouillet, R. Galván-Madrid, A. Ginsburg, L. Maud, A. Men'shchikov, F. Nakamura, T. Nony, P. Sanhueza, R. H. Álvarez-Gutiérrez, M. Armante, T. Baug, M. Bonfand, G. Busquet, E. Chapillon, D. Díaz-González, M. Fernández-López, A. E. Guzmán, F. Herpin, H. L. Liu, F. Olguin, A. P. M. Towner, J. Bally, C. Battersby, J. Braine, L. Bronfman, H. R. V. Chen, P. Dell'Ova, J. Di Francesco, M. González, A. Gusdorf, P. Hennebelle, N. Izumi, I. Joncour, Y. N. Lee, B. Lefloch, P. Lesaffre, X. Lu, K. M. Menten, R. Mignon-Risse, J. Molet, E. Moraux,

- L. Mundy, Q. Nguyen Luong, N. Reyes, S. D. Reyes Reyes, J. F. Robitaille, E. Rosolowsky, N. A. Sandoval-Garrido, F. Schuller, B. Svoboda, K. Tatematsu, B. Thomasson, D. Walker, B. Wu, A. P. Whitworth, and F. Wyrowski, "ALMA-IMF. I. Investigating the origin of stellar masses : Introduction to the Large Program and first results," *A&A*, vol. 662, p. A8, June 2022.
- [16] S. S. R. Offner, P. C. Clark, P. Hennebelle, N. Bastian, M. R. Bate, P. F. Hopkins, E. Moraux, and A. P. Whitworth, "The Origin and Universality of the Stellar Initial Mass Function," in *Protostars and Planets VI* (H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning, eds.), p. 53, Jan. 2014.
- [17] M. A. Miville-Deschênes, P. G. Martin, A. Abergel, J. P. Bernard, F. Boulanger, G. Lagache, L. D. Anderson, P. André, H. Arab, J. P. Baluteau, K. Blagrove, S. Bontemps, M. Cohen, M. Compiegne, P. Cox, E. Dartois, G. Davis, R. Emery, T. Fulton, C. Gry, E. Habart, M. Huang, C. Joblin, S. C. Jones, J. Kirk, T. Lim, S. Madden, G. Makiwa, A. Menshchikov, S. Molinari, H. Moseley, F. Motte, D. A. Naylor, K. Okumura, D. Pinheiro Gonçalves, E. Polehampton, J. A. Rodón, D. Russeil, P. Saraceno, N. Schneider, S. Sidher, L. Spencer, B. Swinyard, D. Ward-Thompson, G. J. White, and A. Zavagno, "Herschel-SPIRE observations of the Polaris flare : Structure of the diffuse interstellar medium at the sub-parsec scale," *A&A*, vol. 518, p. L104, July 2010.
- [18] P. Gratier, E. Bron, M. Gerin, J. Pety, V. V. Guzman, J. Orkisz, S. Bardeau, J. R. Goicoechea, F. Le Petit, H. Liszt, K. Öberg, N. Peretto, E. Roueff, A. Sievers, and P. Tremblin, "Dissecting the molecular structure of the Orion B cloud : insight from principal component analysis," *A&A*, vol. 599, p. A100, Mar. 2017.
- [19] P. Lah, M. Colless, F. D'Eugenio, B. Groves, and J. D. Gelfand, "Emission-line velocity, metallicity, and extinction maps of the Large Magellanic Cloud," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- [20] P. Madau and M. Dickinson, "Cosmic Star-Formation History," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 52, pp. 415–486, Aug. 2014.
- [21] Y. Harikane, M. Ouchi, M. Oguri, Y. Ono, K. Nakajima, Y. Isobe, H. Umeda, K. Mawatari, and Y. Zhang, "A Comprehensive Study of Galaxies at z 9–16 Found in the Early JWST Data : Ultra-violet Luminosity Functions and Cosmic Star Formation History at the Pre-reionization Epoch," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 265, p. 5, Mar. 2023.
- [22] V. Pelgrims, K. Ferrière, F. Boulanger, R. Lallement, and L. Montier, "Modeling the magnetized Local Bubble from dust data," *A&A*, vol. 636, p. A17, Apr. 2020.
- [23] D. Breitschwerdt, J. Feige, M. M. Schulreich, M. A. D. Aveliz, C. Dettbarn, and B. Fuchs, "The locations of recent supernovae near the Sun from modelling ^{60}Fe transport," *Nature*, vol. 532, pp. 73–76, Apr. 2016.
- [24] T. J. O'Neill, C. Zucker, A. A. Goodman, and G. Edenhofer, "The Local Bubble Is a Local Chimney : A New Model from 3D Dust Mapping," *ApJ*, vol. 973, p. 136, Oct. 2024.
- [25] G. Fragione and A. Loeb, "Constraining the Milky Way mass with hypervelocity stars," *New Astronomy*, vol. 55, pp. 32–38, Aug. 2017.
- [26] B. A. McGuire, "2021 Census of Interstellar, Circumstellar, Extragalactic, Protoplanetary Disk, and Exoplanetary Molecules," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 259, p. 30, Apr. 2022.
- [27] H. M. Cuppen, H. Linnartz, and S. Ioppolo, "Laboratory and Computational Studies of Interstellar Ices," *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 62, pp. 243–286, Sept. 2024.
- [28] R. D. Blandford and J. P. Ostriker, "Particle acceleration by astrophysical shocks.," *Astrophysical Journal Letters*, vol. 221, pp. L29–L32, Apr. 1978.
- [29] A. D. Supanitsky, "Determination of the Cosmic-Ray Chemical Composition : Open Issues and Prospects," *Galaxies*, vol. 10, p. 75, June 2022.
- [30] J. Blümer, R. Engel, and J. R. Hörandel, "Cosmic rays from the knee to the highest energies," *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 63, pp. 293–338, Oct. 2009.

- [31] G. Sabatini, S. Bovino, and E. Redaelli, "First ALMA Maps of Cosmic-Ray Ionization Rate in High-mass Star-forming Regions," *Astrophysical Journal Letters*, vol. 947, p. L18, Apr. 2023.
- [32] W. L. Kraushaar, G. W. Clark, G. P. Garmire, R. Borken, P. Higbie, V. Leong, and T. Thorsos, "High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite," *ApJ*, vol. 177, p. 341, Nov. 1972.
- [33] C. G. T. Haslam, C. J. Salter, H. Stoffel, and W. E. Wilson, "A 408-MHZ All-Sky Continuum Survey. II. The Atlas of Contour Maps," *Astronomy and Astrophysics Supplement*, vol. 47, p. 1, Jan. 1982.
- [34] Planck Collaboration, "Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results," *A&A*, vol. 571, p. A1, Nov. 2014.
- [35] B. T. Draine, "Photoelectric heating of interstellar gas.," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 36, pp. 595–619, Apr. 1978.
- [36] J. S. Mathis, P. G. Mezger, and N. Panagia, "Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar medium and in giant molecular clouds," *A&A*, vol. 128, pp. 212–229, Nov. 1983.
- [37] H. J. Habing, "The interstellar radiation density between 912 Å and 2400 Å," *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, vol. 19, p. 421, Jan. 1968.
- [38] A. Parravano, D. J. Hollenbach, and C. F. McKee, "Time Dependence of the Ultraviolet Radiation Field in the Local Interstellar Medium," *The Astrophysical Journal*, vol. 584, pp. 797–817, Feb. 2003.
- [39] O. Berné, É. Habart, E. Peeters, A. Abergel, E. A. Bergin, J. Bernard-Salas, E. Bron, J. Cami, E. Dartois, A. Fuente, J. R. Goicoechea, K. D. Gordon, Y. Okada, T. Onaka, M. Robberto, M. Röllig, A. G. G. M. Tielens, S. Vicente, M. G. Wolfire, F. Alarcón, C. Boersma, A. Canin, R. Chown, D. Dicken, D. Languignon, R. Le Gal, M. W. Pound, B. Trahin, T. Simmer, A. Sidhu, D. Van De Putte, S. Cuadrado, C. Guillebeau, A. Maragkoudakis, B. R. Schefter, T. Schirmer, S. Cazaux, I. Aleman, L. Allamandola, R. Aucht, G. A. Baratta, S. Bejaoui, P. P. Bera, G. Bilalbegović, J. H. Black, F. Boulanger, J. Bouwman, B. Brandl, P. Brechignac, S. Brünken, A. Burkhardt, A. Candian, J. Cernicharo, M. Chabot, S. Chakraborty, J. Champion, S. W. J. Colgan, I. R. Cooke, A. Coutens, N. L. J. Cox, K. Demyk, J. Donovan Meyer, C. Engrand, S. Foschino, P. García-Lario, L. Gavilan, M. Gerin, M. Godard, C. A. Gottlieb, P. Guillard, A. Gusdorf, P. Hartigan, J. He, E. Herbst, L. Hornekaer, C. Jäger, E. Janot-Pacheco, C. Joblin, M. Kaufman, F. Kemper, S. Kendrew, M. S. Kirsanova, P. Klaassen, C. Knight, S. Kwok, Á. Labiano, T. S. Y. Lai, T. J. Lee, B. Lefloch, F. Le Petit, A. Li, H. Linz, C. J. Mackie, S. C. Madden, J. Mascetti, B. A. McGuire, P. Merino, E. R. Micelotta, K. Misselt, J. A. Morse, G. Mulas, N. Neelamkondan, R. Ohsawa, A. Omont, R. Paladini, M. E. Palumbo, A. Pathak, Y. J. Pendleton, A. Petrignani, T. Pino, E. Puga, N. Rangwala, M. Rapacioli, A. Ricca, J. Roman-Duval, J. Roser, E. Roueff, G. Rouillé, F. Salama, D. A. Sales, K. Sandstrom, P. Sarre, E. Sciamma-O'Brien, K. Sellgren, M. J. Shannon, S. S. Shenoy, D. Teyssier, R. D. Thomas, A. Togi, L. Verstraete, A. N. Witt, A. Wootten, N. Ysard, H. Zettergren, Y. Zhang, Z. E. Zhang, and J. Zhen, "PDRs4All : A JWST Early Release Science Program on Radiative Feedback from Massive Stars," *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 134, p. 054301, May 2022.
- [40] L. M. Haffner, R. J. Reynolds, G. J. Madsen, A. S. Hill, K. A. Barger, K. P. Jaehnig, E. J. Mierkiewicz, J. W. Percival, and N. Chopra, "Early Results from the Wisconsin H-Alpha Mapper Southern Sky Survey," in *The Dynamic Interstellar Medium : A Celebration of the Canadian Galactic Plane Survey* (R. Kothes, T. L. Landecker, and A. G. Willis, eds.), vol. 438 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 388, Dec. 2010.
- [41] S. L. Snowden, M. J. Freyberg, P. P. Plucinsky, J. H. M. M. Schmitt, J. Truemper, W. Voges, R. J. Edgar, D. McCammon, and W. T. Sanders, "First Maps of the Soft X-Ray Diffuse Background from the ROSAT XRT/PSPC All-Sky Survey," *The Astrophysical Journal*, vol. 454, p. 643, Dec. 1995.

- [42] R. Jansson and G. R. Farrar, "The Galactic Magnetic Field," *Astrophysical Journal Letters*, vol. 761, p. L11, Dec. 2012.
- [43] R. Beck, "Measuring interstellar magnetic fields by radio synchrotron emission," in *Cosmic Magnetic Fields : From Planets, to Stars and Galaxies* (K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, and J. E. Beckman, eds.), vol. 259 of *IAU Symposium*, pp. 3–14, Apr. 2009.
- [44] K. Subramanian, "The origin, evolution and signatures of primordial magnetic fields," *Reports on Progress in Physics*, vol. 79, p. 076901, July 2016.
- [45] J. L. Han, "Magnetic Fields in Our Galaxy : How much do we know? III. Progress in the Last Decade," *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, vol. 6, pp. 211–217, Dec. 2006.
- [46] J. L. Han, "Observing Interstellar and Intergalactic Magnetic Fields," *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 55, pp. 111–157, Aug. 2017.
- [47] R. M. Crutcher, B. Wandelt, C. Heiles, E. Falgarone, and T. H. Troland, "Magnetic Fields in Interstellar Clouds from Zeeman Observations : Inference of Total Field Strengths by Bayesian Analysis," *The Astrophysical Journal*, vol. 725, pp. 466–479, Dec. 2010.
- [48] A. Ordog, R. A. Booth, C. L. Van Eck, J.-A. C. Brown, and T. L. Landecker, "Faraday Rotation of Extended Emission as a Probe of the Large-Scale Galactic Magnetic Field," *Galaxies*, vol. 7, p. 43, Mar. 2019.
- [49] S. Chandrasekhar and E. Fermi, "Problems of Gravitational Stability in the Presence of a Magnetic Field.," *The Astrophysical Journal*, vol. 118, p. 116, July 1953.
- [50] M. Houde, "Evaluating the Magnetic Field Strength in Molecular Clouds," *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 616, pp. L111–L114, Dec. 2004.
- [51] P. Hennebelle and E. Falgarone, "Turbulent molecular clouds," *The Astronomy and Astrophysics Review*, vol. 20, p. 55, Nov. 2012.
- [52] M. A. Miville-Deschênes, G. Joncas, E. Falgarone, and F. Boulanger, "High resolution 21 cm mapping of the Ursa Major Galactic cirrus : Power spectra of the high-latitude H I gas," *A&A*, vol. 411, pp. 109–121, Nov. 2003.
- [53] U. Frisch, *Turbulence*. 1996.
- [54] D. G. York, "Highly Ionized Atoms Observed with Copernicus," *Astrophysical Journal Letters*, vol. 193, p. L127, Nov. 1974.
- [55] L. M. Haffner, R. J. Dettmar, J. E. Beckman, K. Wood, J. D. Slavin, C. Giammanco, G. J. Madsen, A. Zurita, and R. J. Reynolds, "The warm ionized medium in spiral galaxies," *Reviews of Modern Physics*, vol. 81, pp. 969–997, July 2009.
- [56] M. Ginolfi, R. Maiolino, S. Carniani, F. Arrigoni Battaia, S. Cantalupo, and R. Schneider, "Extended and broad Ly α emission around a BAL quasar at $z \sim 5$," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 476, pp. 2421–2431, May 2018.
- [57] J. C. Weingartner and B. T. Draine, "Photoelectric Emission from Interstellar Dust : Grain Charging and Gas Heating," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 134, pp. 263–281, June 2001.
- [58] P. Mazzotta, G. Mazzitelli, S. Colafrancesco, and N. Vittorio, "Ionization balance for optically thin plasmas : Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to Ni," *Astronomy & Astrophysics Supplement*, vol. 133, pp. 403–409, Dec. 1998.
- [59] B. T. Draine, "On Radiation Pressure in Static, Dusty H II Regions," *The Astrophysical Journal*, vol. 732, p. 100, May 2011.
- [60] N. Indriolo, T. R. Geballe, T. Oka, and B. J. McCall, " H_3^+ in Diffuse Interstellar Clouds : A Tracer for the Cosmic-Ray Ionization Rate," *The Astrophysical Journal*, vol. 671, pp. 1736–1747, Dec. 2007.

- [61] N. M. McClure-Griffiths, S. Stanimirović, and D. R. Rybarczyk, "Atomic Hydrogen in the Milky Way : A Stepping Stone in the Evolution of Galaxies," *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 61, pp. 19–63, Aug. 2023.
- [62] P. M. W. Kalberla, W. B. Burton, D. Hartmann, E. M. Arnal, E. Bajaja, R. Morras, and W. G. L. Pöppel, "The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections," *A&A*, vol. 440, pp. 775–782, Sept. 2005.
- [63] Planck Collaboration, "Planck 2013 results. XI. All-sky model of thermal dust emission," *A&A*, vol. 571, p. A11, Nov. 2014.
- [64] F. Boulanger, A. Abergel, J. P. Bernard, W. B. Burton, F. X. Desert, D. Hartmann, G. Lagache, and J. L. Puget, "The dust/gas correlation at high Galactic latitude.," *A&A*, vol. 312, pp. 256–262, Aug. 1996.
- [65] S. E. Clark, J. E. G. Peek, and M. E. Putman, "Magnetically Aligned H I Fibers and the Rolling Hough Transform," *ApJ*, vol. 789, p. 82, July 2014.
- [66] C. L. Brogan and T. H. Troland, "Very Large Array H I Zeeman Observations toward the W49 Complex," *ApJ*, vol. 550, pp. 799–816, Apr. 2001.
- [67] C. Heiles and T. H. Troland, "The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. II. Properties of the Warm and Cold Neutral Media," *The Astrophysical Journal*, vol. 586, pp. 1067–1093, Apr. 2003.
- [68] HI4PI Collaboration, N. Ben Bekhti, L. Flöer, R. Keller, J. Kerp, D. Lenz, B. Winkel, J. Bailin, M. R. Calabretta, L. Dedes, H. A. Ford, B. K. Gibson, U. Haud, S. Janowiecki, P. M. W. Kalberla, F. J. Lockman, N. M. McClure-Griffiths, T. Murphy, H. Nakanishi, D. J. Pisano, and L. Staveley-Smith, "HI4PI : A full-sky H I survey based on EBHIS and GASS," *A&A*, vol. 594, p. A116, Oct. 2016.
- [69] F. Walter, E. Brinks, W. J. G. de Blok, F. Bigiel, J. Kennicutt, Robert C., M. D. Thornley, and A. Leroy, "THINGS : The H I Nearby Galaxy Survey," *Astronomical Journal*, vol. 136, pp. 2563–2647, Dec. 2008.
- [70] M. P. Haynes, D. E. Hogg, R. J. Maddalena, M. S. Roberts, and L. van Zee, "Asymmetry in High-Precision Global H i Profiles of Isolated Spiral Galaxies," *Astronomical Journal*, vol. 115, pp. 62–79, Jan. 1998.
- [71] A. Dalgarno and R. A. McCray, "Heating and Ionization of HI Regions," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 10, p. 375, Jan. 1972.
- [72] E. B. Jenkins and T. M. Tripp, "Fluctuations in ISM Thermal Pressures Measured from C I Observations," in *SINS - Small Ionized and Neutral Structures in the Diffuse Interstellar Medium* (M. Haverkorn and W. M. Goss, eds.), vol. 365 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 51, July 2007.
- [73] G. B. Field, "Thermal Instability.," *ApJ*, vol. 142, p. 531, Aug. 1965.
- [74] M. G. Wolfire, D. Hollenbach, C. F. McKee, A. G. G. M. Tielens, and E. L. O. Bakes, "The Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium," *The Astrophysical Journal*, vol. 443, p. 152, Apr. 1995.
- [75] M. G. Wolfire, C. F. McKee, D. Hollenbach, and A. G. G. M. Tielens, "Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy," *The Astrophysical Journal*, vol. 587, pp. 278–311, Apr. 2003.
- [76] S. Bialy and A. Sternberg, "Thermal Phases of the Neutral Atomic Interstellar Medium from Solar Metallicity to Primordial Gas," *ApJ*, vol. 881, p. 160, Aug. 2019.
- [77] E. Audit and P. Hennebelle, "Thermal condensation in a turbulent atomic hydrogen flow," *A&A*, vol. 433, pp. 1–13, Apr. 2005.

- [78] H. I. Ewen and E. M. Purcell, "Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec.," *Nature*, vol. 168, p. 356, Sept. 1951.
- [79] J. M. Dickey, S. R. Kulkarni, J. H. van Gorkom, and C. E. Heiles, "A survey of HI absorption at low latitudes.," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 53, pp. 591–622, Nov. 1983.
- [80] P. M. W. Kalberla and J. Kerp, "The HI Distribution of the Milky Way," *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 47, pp. 27–61, Sept. 2009.
- [81] C.-G. Kim and E. C. Ostriker, "Three-phase Interstellar Medium in Galaxies Resolving Evolution with Star Formation and Supernova Feedback (TIGRESS) : Algorithms, Fiducial Model, and Convergence," *ApJ*, vol. 846, p. 133, Sept. 2017.
- [82] O. Iffrig and P. Hennebelle, "Structure distribution and turbulence in self-consistently supernova-driven ISM of multiphase magnetized galactic discs," *A&A*, vol. 604, p. A70, Aug. 2017.
- [83] E. Ntormousi, A. Burkert, K. Fierlinger, and F. Heitsch, "Formation of Cold Filamentary Structure from Wind-blown Superbubbles," *ApJ*, vol. 731, p. 13, Apr. 2011.
- [84] A. Marchal, M.-A. Miville-Deschênes, F. Orieux, N. Gac, C. Soussen, M.-J. Lesot, A. R. d'Almonnes, and Q. Salomé, "ROHSA : Regularized Optimization for Hyper-Spectral Analysis. Application to phase separation of 21 cm data," *A&A*, vol. 626, p. A101, June 2019.
- [85] B. G. Elmegreen, S. Kim, and L. Staveley-Smith, "A Fractal Analysis of the H I Emission from the Large Magellanic Cloud," *ApJ*, vol. 548, pp. 749–769, Feb. 2001.
- [86] M. A. Miville-Deschênes, F. Levrier, and E. Falgarone, "On the Use of Fractional Brownian Motion Simulations to Determine the Three-dimensional Statistical Properties of Interstellar Gas," *ApJ*, vol. 593, pp. 831–847, Aug. 2003.
- [87] E. Allys, F. Levrier, S. Zhang, C. Colling, B. Regaldo-Saint Blancard, F. Boulanger, P. Hennebelle, and S. Mallat, "The RWST, a comprehensive statistical description of the non-Gaussian structures in the ISM," *A&A*, vol. 629, p. A115, Sept. 2019.
- [88] D. Rosenthal, F. Bertoldi, and S. Drapatz, "ISO-SWS observations of OMC-1 : H₂ and fine structure lines," *A&A*, vol. 356, pp. 705–723, Apr. 2000.
- [89] D. R. Flower, G. Pineau des Forets, and T. W. Hartquist, "Theoretical studies of interstellar molecular shocks. I - General formulation and effects of the ion-molecule chemistry," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 216, pp. 775–794, Oct. 1985.
- [90] B. Godard, G. Pineau des Forêts, P. Lesaffre, A. Lehmann, A. Gusdorf, and E. Falgarone, "Models of irradiated molecular shocks," *A&A*, vol. 622, p. A100, Feb. 2019.
- [91] P. N. Appleton, P. Guillard, B. Emonts, F. Boulanger, A. Togi, W. T. Reach, K. Alatalo, M. Cluver, T. Diaz Santos, P. A. Duc, S. Gallagher, P. Ogle, E. O'Sullivan, K. Voggel, and C. K. Xu, "Multiphase Gas Interactions on Subarcsec Scales in the Shocked Intergalactic Medium of Stephan's Quintet with JWST and ALMA," *ApJ*, vol. 951, p. 104, July 2023.
- [92] L. E. Kristensen, B. Godard, P. Guillard, A. Gusdorf, and G. Pineau des Forêts, "Shock excitation of H₂ in the James Webb Space Telescope era," *A&A*, vol. 675, p. A86, July 2023.
- [93] S. C. Glover, D. W. Savin, and A. K. Jappsen, "Cosmological Implications of the Uncertainty in H⁻ Destruction Rate Coefficients," *The Astrophysical Journal*, vol. 640, pp. 553–568, Apr. 2006.
- [94] E. Bron, J. Le Bourlot, and F. Le Petit, "Surface chemistry in the interstellar medium. II. H₂ formation on dust with random temperature fluctuations," *A&A*, vol. 569, p. A100, Sept. 2014.
- [95] E. Bron, *Stochastic processes in the interstellar medium*. PhD thesis, Laboratoire d'Etudes du Rayonnement de la Matière en Astrophysique, Nov. 2014.
- [96] B. T. Draine and F. Bertoldi, "Structure of Stationary Photodissociation Fronts," *The Astrophysical Journal*, vol. 468, p. 269, Sept. 1996.
- [97] J. Wolcott-Green, Z. Haiman, and G. L. Bryan, "Photodissociation of H₂ in protogalaxies : modelling self-shielding in three-dimensional simulations," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 418, pp. 838–852, Dec. 2011.

- [98] J. R. Goicoechea and J. Le Bourlot, "The penetration of Far-UV radiation into molecular clouds," *A&A*, vol. 467, pp. 1–14, May 2007.
- [99] R. W. Wilson, K. B. Jefferts, and A. A. Penzias, "Carbon Monoxide in the Orion Nebula," *Astrophysical Journal Letters*, vol. 161, p. L43, July 1970.
- [100] T. L. Wilson, K. Rohlfs, and S. Hüttemeister, *Tools of Radio Astronomy*. 2013.
- [101] T. M. Dame, D. Hartmann, and P. Thaddeus, "The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey," *The Astrophysical Journal*, vol. 547, pp. 792–813, Feb. 2001.
- [102] T. Henning, H. Linz, O. Krause, S. Ragan, H. Beuther, R. Launhardt, M. Nielbock, and T. Vasyunina, "The seeds of star formation in the filamentary infrared-dark cloud G011.11-0.12," *A&A*, vol. 518, p. L95, July 2010.
- [103] J. P. Williams and C. F. McKee, "The Galactic Distribution of OB Associations in Molecular Clouds," *The Astrophysical Journal*, vol. 476, pp. 166–183, Feb. 1997.
- [104] M.-A. Miville-Deschênes, N. Murray, and E. J. Lee, "Physical Properties of Molecular Clouds for the Entire Milky Way Disk," *The Astrophysical Journal*, vol. 834, p. 57, Jan. 2017.
- [105] B. A. Wilson, T. M. Dame, M. R. W. Masheder, and P. Thaddeus, "A uniform CO survey of the molecular clouds in Orion and Monoceros," *A&A*, vol. 430, pp. 523–539, Feb. 2005.
- [106] J. Pety, V. V. Guzmán, J. H. Orkisz, H. S. Liszt, M. Gerin, E. Bron, S. Bardeau, J. R. Goicoechea, P. Gratier, F. Le Petit, F. Levrier, K. I. Öberg, E. Roueff, and A. Sievers, "The anatomy of the Orion B giant molecular cloud : A local template for studies of nearby galaxies," *A&A*, vol. 599, p. A98, Jan. 2017.
- [107] E. Schinnerer, S. E. Meidt, J. Pety, A. Hughes, D. Colombo, S. García-Burillo, K. F. Schuster, G. Dumas, C. L. Dobbs, A. K. Leroy, C. Kramer, T. A. Thompson, and M. W. Regan, "The PdBI Arcsecond Whirlpool Survey (PAWS). I. A Cloud-scale/Multi-wavelength View of the Interstellar Medium in a Grand-design Spiral Galaxy," *The Astrophysical Journal*, vol. 779, p. 42, Dec. 2013.
- [108] C. Dobbs and A. Pettitt, "Cloud and Star Formation in Spiral Arms," in *Lessons from the Local Group : A Conference in honor of David Block and Bruce Elmegreen*, p. 147, 2015.
- [109] D. J. Hollenbach and A. G. G. M. Tielens, "Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies," *Reviews of Modern Physics*, vol. 71, pp. 173–230, Jan. 1999.
- [110] F. Le Petit, C. Nehmé, J. Le Bourlot, and E. Roueff, "A Model for Atomic and Molecular Interstellar Gas : The Meudon PDR Code," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 164, pp. 506–529, June 2006.
- [111] H. Stoerzer, J. Stutzki, and A. Sternberg, "FUV irradiated molecular clumps : spherical geometry and density gradients," *A&A*, vol. 310, pp. 592–602, June 1996.
- [112] E. Peeters, E. Habart, O. Berne, A. Sidhu, R. Chown, D. Van De Putte, B. Trahin, I. Schroetter, A. Canin, F. Alarcon, B. Scheffter, B. Khan, S. Pasquini, A. G. G. M. Tielens, M. G. Wolfire, E. Dartois, J. R. Goicoechea, A. Maragkoudakis, T. Onaka, M. W. Pound, S. Vicente, A. Abergel, E. A. Bergin, J. Bernard-Salas, C. Boersma, E. Bron, J. Cami, S. Cuadrado, D. Dicken, M. Elyajour, A. Fuente, K. D. Gordon, L. Issa, C. Joblin, O. Kannavou, O. Lacinbala, D. Languignon, R. Le Gal, R. Meshaka, Y. Okada, M. Robberto, M. Roellig, T. Schirmer, B. Tabone, M. Zanese, I. Aleman, L. Allamandola, R. Aucht, G. A. Baratta, S. Bejaoui, P. P. Bera, J. H. Black, F. Boulanger, J. Bouwman, B. Brandl, P. Brechignac, S. Brunken, M. Buragohain, A. Burkhardt, A. Candian, S. Cazaux, J. Cernicharo, M. Chabot, S. Chakraborty, J. Champion, S. W. J. Colgan, I. R. Cooke, A. Coutens, N. L. J. Cox, K. Demyk, J. Donovan Meyer, S. Foschino, P. Garcia-Lario, M. Gerin, C. A. Gottlieb, P. Guillard, A. Gusdorf, P. Hartigan, J. He, E. Herbst, L. Hornekaer, C. Jager, E. Janot-Pacheco, M. Kaufman, S. Kendrew, M. S. Kirsanova, P. Klaassen, S. Kwok, A. Labiano, T. S. Y. Lai, T. J. Lee, B. Lefloch, F. Le Petit, A. Li, H. Linz, C. J. Mackie, S. C. Madden, J. Mascetti, B. A. McGuire, P. Merino, E. R. Micelotta, K. Misselt, J. A. Morse, G. Mulas, N. Neelamkodan, R. Ohsawa, R. Paladini, M. E. Palumbo, A. Pathak, Y. J. Pendleton, A. Petrignani, T. Pino, E. Puga, N. Rangwala, M. Rapacioli, A. Ricca, J. Roman-Duval,

- J. Roser, E. Roueff, G. Rouille, F. Salama, D. A. Sales, K. Sandstrom, P. Sarre, E. Sciamma-O'Brien, K. Sellgren, S. S. Shenoy, D. Teyssier, R. D. Thomas, A. Togi, L. Verstraete, A. N. Witt, A. Wootten, N. Ysard, H. Zettergren, Y. Zhang, Z. E. Zhang, and J. Zhen, "PDRs4All III : JWST's NIR spectroscopic view of the Orion Bar," *arXiv e-prints*, p. arXiv :2310.08720, Oct. 2023.
- [113] R. Bandyopadhyay and R. Das, "A photodissociation region (PDR) model grid in planetary nebula paradigm : dependency of C and O fine structure line emission and PDR thermal structure on central star radiation and nebular dust composition," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 523, pp. 498–517, July 2023.
- [114] O. Berné, E. Habart, E. Peeters, I. Schroetter, A. Canin, A. Sidhu, R. Chown, E. Bron, T. J. Haworth, P. Klaassen, B. Trahin, D. Van De Putte, F. Alarcón, M. Zannese, A. Abergel, E. A. Bergin, J. Bernard-Salas, C. Boersma, J. Cami, S. Cuadrado, E. Dartois, D. Dicken, M. Elyajouri, A. Fuente, J. R. Goicoechea, K. D. Gordon, L. Issa, C. Joblin, O. Kannavou, B. Khan, O. Lacinbala, D. Languignon, R. Le Gal, A. Maragkoudakis, R. Meshaka, Y. Okada, T. Onaka, S. Pasquini, M. W. Pound, M. Robberto, M. Röllig, B. Schefter, T. Schirmer, T. Simmer, B. Tabone, A. G. G. M. Tielens, S. Vicente, M. G. Wolfire, PDRs4All Team, I. Aleman, L. Allamandola, R. Auchettl, G. A. Baratta, C. Baruteau, S. Bejaoui, P. P. Bera, J. H. Black, F. Boulanger, J. Bouwman, B. Brandl, P. Brechignac, S. Brünken, M. Buragohain, A. Burkhardt, A. Candian, S. Cazaux, J. Cernicharo, M. Chabot, S. Chakraborty, J. Champion, S. W. J. Colgan, I. R. Cooke, A. Coutens, N. L. J. Cox, K. Demyk, J. D. Meyer, C. Engrand, S. Foschino, P. García-Lario, L. Gavilan, M. Gerin, M. Godard, C. A. Gottlieb, P. Guillard, A. Gusdorf, P. Hartigan, J. He, E. Herbst, L. Hornekaer, C. Jäger, E. Janot-Pacheco, M. Kaufman, F. Kemper, S. Kendrew, M. S. Kirsanova, C. Knight, S. Kwok, Á. Labiano, T. S. Y. Lai, T. J. Lee, B. Lefloch, F. Le Petit, A. Li, H. Linz, C. J. Mackie, S. C. Madden, J. Mascetti, B. A. McGuire, P. Merino, E. R. Micelotta, J. A. Morse, G. Mulas, N. Neelamkodan, R. Ohsawa, R. Paladini, M. E. Palumbo, A. Pathak, Y. J. Pendleton, A. Petrignani, T. Pino, E. Puga, N. Rangwala, M. Rapacioli, A. Ricca, J. Roman-Duval, E. Roueff, G. Rouillé, F. Salama, D. A. Sales, K. Sandstrom, P. Sarre, E. Sciamma-O'Brien, K. Sellgren, M. J. Shannon, A. Simonnin, S. S. Shenoy, D. Teyssier, R. D. Thomas, A. Togi, L. Verstraete, A. N. Witt, A. Wootten, N. Ysard, H. Zettergren, Y. Zhang, Z. E. Zhang, and J. Zhen, "A far-ultraviolet-driven photoevaporation flow observed in a protoplanetary disk," *Science*, vol. 383, pp. 988–992, Mar. 2024.
- [115] R. B. Larson, "Turbulence and star formation in molecular clouds.," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 194, pp. 809–826, Mar. 1981.
- [116] P. M. Solomon, A. R. Rivolo, J. Barrett, and A. Yahil, "Mass, Luminosity, and Line Width Relations of Galactic Molecular Clouds," *The Astrophysical Journal*, vol. 319, p. 730, Aug. 1987.
- [117] M. H. Heyer and C. M. Brunt, "The Universality of Turbulence in Galactic Molecular Clouds," *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 615, pp. L45–L48, Nov. 2004.
- [118] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, M. Arnaud, D. Arzoumanian, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, A. Benoit-Lévy, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, A. Bracco, C. Burigana, E. Calabrese, J. F. Cardoso, A. Catalano, H. C. Chiang, P. R. Christensen, L. P. L. Colombo, C. Combet, F. Couchot, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, C. Dickinson, J. M. Diego, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, D. Falceta-Gonçalves, E. Falgarone, K. Ferrière, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frejsel, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, E. Gjerløw, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, V. Guillet, D. L. Harrison, G. Helou, P. Hennebelle, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, W. A. Holmes, A. Hornstrup, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, J. Knoche,

- M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, R. Leonardi, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, M. Maris, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, M. A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, C. B. Netterfield, F. Noviero, D. Novikov, I. Novikov, N. Oppermann, C. A. Oxborrow, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, F. Pasian, L. Perotto, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczyński, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, G. W. Pratt, S. Prunet, J. L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, I. Ristorcelli, G. Rocha, M. Rossetti, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, D. Santos, M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, J. D. Soler, V. Stolyarov, R. Sudiwala, D. Sutton, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Tucci, G. Umana, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, N. Ysard, D. Yvon, and A. Zonca, “Planck intermediate results. XXXV. Probing the role of the magnetic field in the formation of structure in molecular clouds,” *A&A*, vol. 586, p. A138, Feb. 2016.
- [119] A. Hacar, S. E. Clark, F. Heitsch, J. Kainulainen, G. V. Panopoulou, D. Seifried, and R. Smith, “Initial Conditions for Star Formation : a Physical Description of the Filamentary ISM,” in *Protostars and Planets VII* (S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, and M. Tamura, eds.), vol. 534 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 153, July 2023.
- [120] S. Weinreb, A. H. Barrett, M. L. Meeks, and J. C. Henry, “Radio Observations of OH in the Interstellar Medium,” *Nature*, vol. 200, pp. 829–831, Nov. 1963.
- [121] V. Wakelam, P. Gratier, J. C. Loison, K. M. Hickson, J. Penguen, and A. Mechineau, “The 2024 KIDA network for interstellar chemistry,” *A&A*, vol. 689, p. A63, Sept. 2024.
- [122] A. N. Witt and T. S. Y. Lai, “Extended red emission : observational constraints for models,” *Astrphysics and Space Science*, vol. 365, p. 58, Mar. 2020.
- [123] E. E. Barnard, “On a great nebulous region and the question of absorbing matter in space and the transparency of the nebulae,” *The Astrophysical Journal*, vol. 31, pp. 8–14, Jan. 1910.
- [124] R. J. Trumpler, “Absorption of Light in the Galactic System,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 42, p. 214, Aug. 1930.
- [125] J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, “The Relationship between Infrared, Optical, and Ultraviolet Extinction,” *The Astrophysical Journal*, vol. 345, p. 245, Oct. 1989.
- [126] E. L. Fitzpatrick, “Correcting for the Effects of Interstellar Extinction,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 111, pp. 63–75, Jan. 1999.
- [127] B. L. Rachford, T. P. Snow, J. D. Destree, T. L. Ross, R. Ferlet, S. D. Friedman, C. Gry, E. B. Jenkins, D. C. Morton, B. D. Savage, J. M. Shull, P. Sonnentrucker, J. Tumlinson, A. Vidal-Madjar, D. E. Welty, and D. G. York, “Molecular Hydrogen in the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Translucent Lines of Sight : The Full Sample,” *The Astrophysical Journal Supplement*, vol. 180, pp. 125–137, Jan. 2009.
- [128] E. L. Fitzpatrick and D. Massa, “An Analysis of the Shapes of Ultraviolet Extinction Curves. IV. Extinction without Standards,” *The Astronomical Journal*, vol. 130, pp. 1127–1140, Sept. 2005.
- [129] J. S. Hall and A. H. Mikesell, “Observations of polarized light from stars,” *The Astronomical Journal*, vol. 54, pp. 187–188, Sept. 1949.
- [130] W. A. Hiltner, “Polarization of Light from Distant Stars by Interstellar Medium,” *Science*, vol. 109, p. 165, Feb. 1949.
- [131] C. Heiles, “9286 Stars : An Agglomeration of Stellar Polarization Catalogs,” *The Astronomical Journal*, vol. 119, pp. 923–927, Feb. 2000.

- [132] K. Demyk, V. Gromov, C. Meny, N. Ysard, D. Paradis, A. P. Jones, D. Petitprez, P. Hubert, H. Leroux, C. Nayral, and F. Delpech, "Low-temperature optical constants of amorphous silicate dust analogues," *A&A*, vol. 666, p. A192, Oct. 2022.
- [133] B. T. Draine and P. J. Flatau, "Discrete-dipole approximation for scattering calculations," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 11, pp. 1491–1499, Apr. 1994.
- [134] E. M. Purcell, "On the Absorption and Emission of Light by Interstellar Grains," *The Astrophysical Journal*, vol. 158, p. 433, Nov. 1969.
- [135] F. Kemper, W. J. Vriend, and A. G. G. M. Tielens, "The Absence of Crystalline Silicates in the Diffuse Interstellar Medium," *The Astrophysical Journal*, vol. 609, pp. 826–837, July 2004.
- [136] O. Berné, G. Mulas, and C. Joblin, "Interstellar C_{60}^+ ," *A&A*, vol. 550, p. L4, Feb. 2013.
- [137] E. L. Gibb, D. C. B. Whittet, A. C. A. Boogert, and A. G. G. M. Tielens, "Interstellar Ice : The Infrared Space Observatory Legacy," *The Astrophysical Journal Supplement*, vol. 151, pp. 35–73, Mar. 2004.
- [138] M. K. McClure, W. R. M. Rocha, K. M. Pontoppidan, N. Crouzet, L. E. U. Chu, E. Dartois, T. Lamberts, J. A. Noble, Y. J. Pendleton, G. Perotti, D. Qasim, M. G. Rachid, Z. L. Smith, F. Sun, T. L. Beck, A. C. A. Boogert, W. A. Brown, P. Caselli, S. B. Charnley, H. M. Cuppen, H. Dickinson, M. N. Drozdovskaya, E. Egami, J. Erkal, H. Fraser, R. T. Garrod, D. Harsono, S. Ioppolo, I. Jiménez-Serra, M. Jin, J. K. Jørgensen, L. E. Kristensen, D. C. Lis, M. R. S. McCoustra, B. A. McGuire, G. J. Melnick, K. I. Åberg, M. E. Palumbo, T. Shimonishi, J. A. Sturm, E. F. van Dishoeck, and H. Linnartz, "An Ice Age JWST inventory of dense molecular cloud ices," *Nature Astronomy*, vol. 7, pp. 431–443, Apr. 2023.
- [139] F. X. Desert, F. Boulanger, and J. L. Puget, "Interstellar Dust Models for Extinction and Emission," *A&A*, vol. 237, p. 215, Oct. 1990.
- [140] B. T. Draine and A. A. Fraise, "Polarized Far-Infrared and Submillimeter Emission from Interstellar Dust," *The Astrophysical Journal*, vol. 696, pp. 1–11, May 2009.
- [141] J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck, "The size distribution of interstellar grains.," *The Astrophysical Journal*, vol. 217, pp. 425–433, Oct. 1977.
- [142] J. C. Weingartner and B. T. Draine, "Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud," *The Astrophysical Journal*, vol. 548, pp. 296–309, Feb. 2001.
- [143] B. T. Draine and N. Anderson, "Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains.," *ApJ*, vol. 292, pp. 494–499, May 1985.
- [144] B. T. Draine and A. Li, "Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains," *ApJ*, vol. 551, pp. 807–824, Apr. 2001.
- [145] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*. 1962.
- [146] B. T. Draine and E. E. Salpeter, "On the physics of dust grains in hot gas.," *ApJ*, vol. 231, pp. 77–94, July 1979.
- [147] Planck Collaboration, "Planck early results. XX. New light on anomalous microwave emission from spinning dust grains," *A&A*, vol. 536, p. A20, Dec. 2011.
- [148] B. G. Andersson, A. Lazarian, and J. E. Vaillancourt, "Interstellar Dust Grain Alignment," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 53, pp. 501–539, Aug. 2015.
- [149] A. H. Joy, "T Tauri Variable Stars.," *ApJ*, vol. 102, p. 168, Sept. 1945.
- [150] G. H. Herbig, "The Spectra of Be- and Ae-Type Stars Associated with Nebulosity," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 4, p. 337, Mar. 1960.
- [151] P. André, "The Initial Conditions for Protostellar Collapse : Observational Constraints," in *EAS Publications Series* (J. Bouvier and J.-P. Zahn, eds.), vol. 3 of *EAS Publications Series*, pp. 1–38, Jan. 2002.

- [152] C. Bertout, L. Siess, and S. Cabrit, "The evolution of stars in the Taurus-Auriga T association," *A&A*, vol. 473, pp. L21–L24, Oct. 2007.
- [153] J. Binney and S. Tremaine, *Galactic dynamics*. 1987.
- [154] E. E. Salpeter, "The Luminosity Function and Stellar Evolution.," *ApJ*, vol. 121, p. 161, Jan. 1955.
- [155] P. Kroupa, "On the variation of the initial mass function," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 322, pp. 231–246, Apr. 2001.
- [156] G. Chabrier, "The Galactic Disk Mass Function : Reconciliation of the Hubble Space Telescope and Nearby Determinations," *ApJL*, vol. 586, pp. L133–L136, Apr. 2003.
- [157] A. Chacón-Tanarro, J. E. Pineda, P. Caselli, L. Bizzocchi, R. A. Gutermuth, B. S. Mason, A. I. Gómez-Ruiz, J. Harju, M. Devlin, S. R. Dicker, T. Mroczkowski, C. E. Romero, J. Sievers, S. Stanchfield, S. Offner, and D. Sánchez-Argüelles, "Dust opacity variations in the pre-stellar core L1544," *A&A*, vol. 623, p. A118, Mar. 2019.
- [158] S.-i. Inutsuka and S. M. Miyama, "A Production Mechanism for Clusters of Dense Cores," *ApJ*, vol. 480, pp. 681–693, May 1997.
- [159] V. Könyves, P. André, A. Men'shchikov, P. Palmeirim, D. Arzoumanian, N. Schneider, A. Roy, P. Didelon, A. Maury, Y. Shimajiri, J. Di Francesco, S. Bontemps, N. Peretto, M. Benedettini, J. P. Bernard, D. Elia, M. J. Griffin, T. Hill, J. Kirk, B. Ladjelate, K. Marsh, P. G. Martin, F. Motte, Q. Nguyễn Luong, S. Pezzuto, H. Roussel, K. L. J. Rygl, S. I. Sadavoy, E. Schisano, L. Spinoglio, D. Ward-Thompson, and G. J. White, "A census of dense cores in the Aquila cloud complex : SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey," *A&A*, vol. 584, p. A91, Dec. 2015.
- [160] P. Hennebelle and G. Chabrier, "Analytical Theory for the Initial Mass Function : CO Clumps and Prestellar Cores," *ApJ*, vol. 684, pp. 395–410, Sept. 2008.
- [161] P. Hennebelle and G. Chabrier, "Analytical Theory for the Initial Mass Function. II. Properties of the Flow," *ApJ*, vol. 702, pp. 1428–1442, Sept. 2009.
- [162] P. Hennebelle and G. Chabrier, "Analytical Theory for the Initial Mass Function. III. Time Dependence and Star Formation Rate," *ApJ*, vol. 770, p. 150, June 2013.
- [163] C. L. H. Hull and Q. Zhang, "Interferometric observations of magnetic fields in forming stars," *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, vol. 6, p. 3, Mar. 2019.
- [164] Z.-Y. Li, R. Krasnopolsky, and H. Shang, "Does Magnetic-field-Rotation Misalignment Solve the Magnetic Braking Catastrophe in Protostellar Disk Formation?," *ApJ*, vol. 774, p. 82, Sept. 2013.
- [165] K. Furuya, Y. Aikawa, K. Tomida, T. Matsumoto, K. Saigo, K. Tomisaka, F. Hersant, and V. Wakelam, "Chemistry in the First Hydrostatic Core Stage by Adopting Three-dimensional Radiation Hydrodynamic Simulations," *ApJ*, vol. 758, p. 86, Oct. 2012.
- [166] M. Gerin, J. Pety, A. Fuente, J. Cernicharo, B. Commerçon, and N. Marcelino, "Nascent bipolar outflows associated with the first hydrostatic core candidates Barnard 1b-N and 1b-S," *A&A*, vol. 577, p. L2, May 2015.
- [167] K. Wang, Q. Zhang, L. Testi, F. van der Tak, Y. Wu, H. Zhang, T. Pillai, F. Wyrowski, S. Carey, S. E. Ragan, and T. Henning, "Hierarchical fragmentation and differential star formation in the Galactic 'Snake' : infrared dark cloud G11.11-0.12," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 439, pp. 3275–3293, Apr. 2014.
- [168] S. S. Kumar, "Study of Degeneracy in Very Light Stars.," *Astronomical Journal*, vol. 67, p. 579, Jan. 1962.
- [169] C. F. McKee and J. P. Ostriker, "A theory of the interstellar medium : three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate.," *ApJ*, vol. 218, pp. 148–169, Nov. 1977.

- [170] A. Lehmann, B. Godard, G. Pineau des Forêts, and E. Falgarone, "Self-generated ultraviolet radiation in molecular shock waves. I. Effects of Lyman α , Lyman β , and two-photon continuum," *A&A*, vol. 643, p. A101, Nov. 2020.
- [171] K. A. Assaf, P. J. Diamond, A. M. S. Richards, and M. D. Gray, "The 43-GHz SiO maser in the circumstellar envelope of the asymptotic giant branch star R Cassiopeiae," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 415, pp. 1083–1092, Aug. 2011.
- [172] S. Mohamed, J. Mackey, and N. Langer, "3D simulations of Betelgeuse's bow shock," *A&A*, vol. 541, p. A1, May 2012.
- [173] G. Taylor, "The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. II. The Atomic Explosion of 1945," *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, vol. 201, pp. 175–186, Mar. 1950.
- [174] L. I. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. 1959.
- [175] G. Taylor, "The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion," *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, vol. 201, pp. 159–174, Mar. 1950.