

Mémoire présenté pour obtenir le
Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

par

Marc-Antoine MIVILLE-DESCHÊNES

**Les cirrus galactiques :
du milieu interstellaire diffus
aux fonds cosmiques**

Soutenue le 24 juin 2011 à l'Institut d'Astrophysique Spatiale,
Université Paris Sud 11, Orsay, devant le jury composé de :

Rapporteurs : Dr. J.-P. BERNARD
 Dr. K. FERRIERE
 Prof. G. PINEAU DES FORETS

Examineurs : Prof. A. ABERGEL
 Dr. S. PRUNET
 Dr. J.-L. PUGET

Table des matières

1	Introduction	7
2	Formation des structures dans le milieu atomique neutre	13
2.1	Le milieu atomique neutre	13
2.1.1	Le modèle à deux phases	14
2.1.2	Structure spatiale du CNM et du WNM	16
2.1.3	Évidences observationnelles du HI thermiquement instable	18
2.2	Structure de la matière interstellaire	19
2.3	Observations à 21 cm de nuages interstellaires diffus	23
2.3.1	Observations GBT et DRAO	23
2.3.2	Propriétés physiques d'un champ HI diffus à haute latitude galactique	24
2.4	Comparaison entre observations et simulations numériques	26
2.5	Discussion	29
3	Émission diffuse de l'infrarouge au millimétrique	33
3.1	Évolution des PAH interstellaires	33
3.2	Planck	34
3.3	Poussière à hautes latitudes galactiques	35
3.3.1	Corrélation gaz-poussière	35
3.3.2	Le fond infrarouge cosmologique	37
3.3.3	La transition HI-H ₂	37
3.3.4	Évolution des gros grains dans le milieu diffus	39
3.4	Les nuages du halo galactique	40
3.4.1	Nuages à vitesse intermédiaire	41
3.4.2	Les nuages à haute vitesse	42
3.5	Émission anormale micro-onde	44
3.6	Modèle des émissions galactiques et séparation des composantes pour Planck	46
4	Conclusion et perspectives	49
A	Traitement de données	65
A.1	ISOCAM	65
A.2	IRAS - IRIS	67
A.3	Planck	67

Chapitre 1

Introduction

Rappels historiques.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne le milieu interstellaire diffus observé à haute latitude galactique. Ce travail prend ses racines dans deux sujets historiques de l'astrophysique. Le premier concerne l'observation dans le domaine radio de la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique (HI), un traceur majeur de l'astrophysique contemporaine dont les premières observations remontent au début des années 1950 (Ewen & Purcell, 1951; Muller & Oort, 1951). On doit cependant attendre les années 1970 pour vraiment découvrir la morphologie du HI à haute latitude galactique avec les données obtenues au radio-télescope de Hat Creek (voir la figure 1.1 tirée de Heiles & Jenkins (1976)). Ces données montrent de manière spectaculaire l'organisation complexe du HI, souvent filamentaire, et son lien avec la dynamique du milieu interstellaire liée à l'activité de formation d'étoiles.

Les premières observations du HI galactique coïncident avec les premières ébauches de la description de la turbulence interstellaire (von Weizsäcker, 1951). À l'époque deux écoles de pensée s'affrontent, personnifiées par Chandrasekhar et Spitzer. Le premier décrit le milieu interstellaire comme un milieu continu fait de vortex imbriqués produits par la turbulence. Le deuxième croit en un milieu interstellaire fait de nuages isolés où la collision entre nuages dissipe efficacement l'énergie turbulente. À l'époque cette deuxième vision a dominé la première, renforcée par les premières observations du HI (Clark, 1965) qui montrèrent la présence de nuages froids dans un milieu chaud en équilibre de pression (voir Fig. 1.2). Pendant longtemps la base de notre compréhension du milieu interstellaire, très présente dans Spitzer (1968), était donc celle d'un milieu à l'équilibre fait de nuages froids sphériques immergés dans un milieu multi-phasique diffus (McKee & Ostriker, 1977).

Le second sujet historique sur lequel le travail présenté ici s'appuie concerne les diverses manifestations de la poussière interstellaire, dont la première à être mise en évidence fut l'absorption et la diffusion de la lumière des étoiles (Kapteyn, 1909; Barnard, 1910). Les nuages sombres et les nébuleuses par réflexion associées aux régions de formation d'étoiles sont connus depuis longtemps (voir la figure 1.3 tirée de Barnard (1910)) lorsque l'on découvre de la lumière diffuse à haute latitude galactique dans les plaques du Palomar (voir la figure 1.4 tirée de Sandage (1976), voir aussi Lynds (1965)). Sandage (1976) montre que ces nébulosités sont en fait de la lumière diffusée, donnant les premières indications de la présence de la poussière à haute latitude illuminée par le plan galactique. On constate alors que même le ciel à haute latitude n'est pas complètement transparent à la lumière des étoiles, des galaxies et des amas de galaxies. Cette découverte fait écho de manière particulière à l'un des défis majeurs des études actuelles du fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) concernant la soustraction du voile d'émission de cette même poussière qui masque le CMB dans le sub-millimétrique et le millimétrique.

Un changement significatif dans notre vision du milieu interstellaire est survenu lorsqu'on a commencé

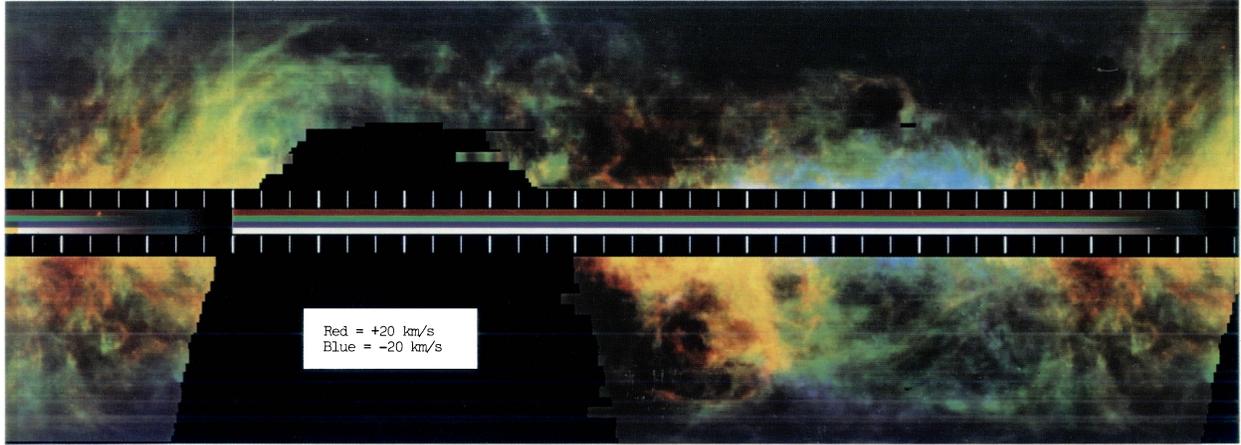


FIG. 1.1: Image de la densité de colonne du HI dans laquelle la couleur indique la vitesse du gaz de -20 à $+20$ km s^{-1} . La zone du ciel représentée ici couvre la totalité des longitudes galactiques et la latitudes de -65° à $+65^\circ$. Figure tirée de Heiles & Jenkins (1976).

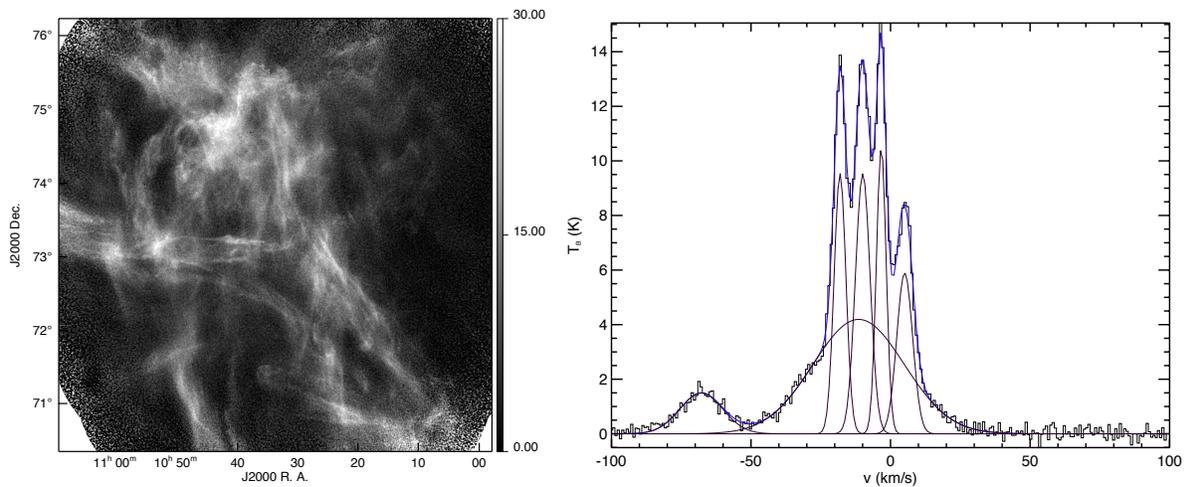


FIG. 1.2: **Gauche** : Observations à 21 cm d'une partie de la North Celestial Loop (cirrus à haute latitude Galactique) obtenues avec l'interféromètre du Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO) de Penticton (Canada). Il s'agit ici d'une canal en vitesse (centré sur 7.6 km/s et d'une largeur de 0.8 km/s) qui révèle l'abondance de filaments dans le milieu diffus. **Droite** : Spectre typique à 21 cm obtenu au Green Bank Telescope (GBT - Virginie occidentale, USA) dans le Polaris Flare. Le spectre est bien décomposé par une somme de 6 Gaussiennes qui reflètent la présence de condensations froides immergées dans un milieu chaud. On observe également une composante relativement large aux vitesses intermédiaires ($v \sim -68$ km/s).



FIG. 1.3: Image visible de la région de Rho Ophiuchi obtenue en 1905 par E. E. Barnard et mettant en valeur des zones sombres révélant la présence de poussière interstellaire (Barnard, 1910).

à observer dans l'infrarouge l'émission de la poussière interstellaire chauffée par le rayonnement des étoiles. Tout particulièrement, un grand pas a été franchi dans les années 1980 grâce aux observations du satellite IRAS qui ont révélé cette émission sur le ciel entier et par là même la complexité morphologique du milieu interstellaire, des régions de formation d'étoiles aux régions les plus diffuses à hautes latitudes galactiques (Low et al., 1984). L'image exceptionnelle présentée à la figure 1.5 en est une illustration parfaite ; cette image, produite à partir des données IRAS, révèle un autre aspect marquant des résultats d'IRAS et qui concerne l'évolution de la poussière dans le milieu interstellaire. Les zones rougeâtres de cette image représentent des endroits où l'émission de la poussière est dominée par celle des plus gros grains. Ces régions sont en général associées à des zones de condensation de la matière, où les plus petits grains ont disparu, probablement par effet de coagulation sur les plus gros grains, et où l'on observe souvent CO en émission, signe que la densité y est plus élevée que dans le milieu interstellaire diffus. Parce que la formation d'étoile n'a pas encore commencé dans ce type de milieu relativement diffus, la poussière est uniformément chauffée par le champ de radiation interstellaire. Cette image composite nous donne donc une vision directe des modifications que subit la poussière dans le milieu, et de son lien avec l'évolution de la matière en général.

Les satellites qui ont succédé à IRAS (COBE, ISO, Spitzer et maintenant Herschel et Planck) ont confirmé l'ampleur de l'évolution de la poussière dans le milieu interstellaire et l'importance de son rôle dans la physique du gaz. En effet la poussière est un acteur dominant des bilans thermique (l'effet photo-électrique sur

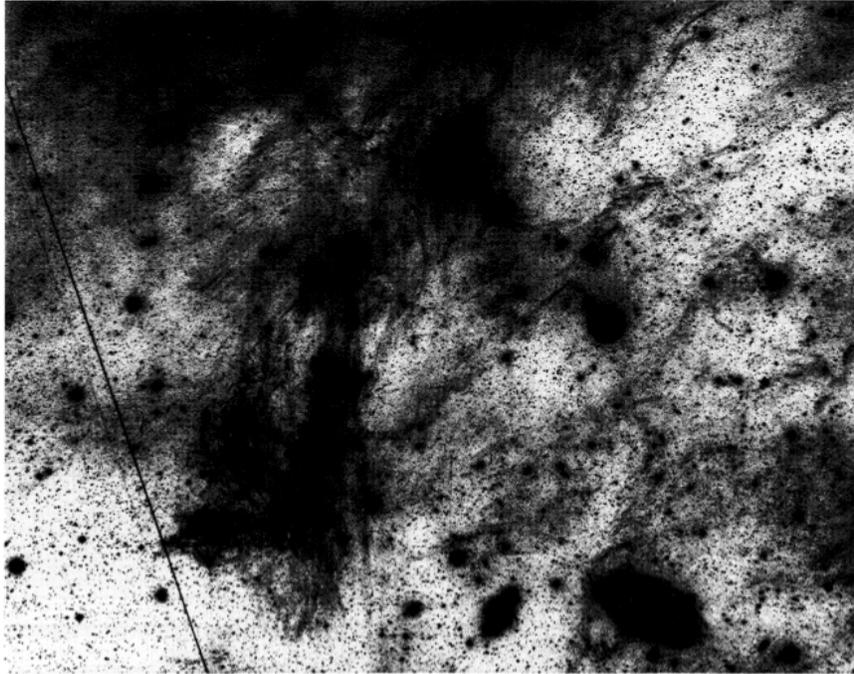


FIG. 1.4: Une des premières images des cirrus galactiques, ces nébulosités à haute latitude qui apparaissent sur les plaques du Palomar lorsqu'on pousse le contraste au maximum. Ici c'est la région d'Ursa Major. Figure tirée de Sandage (1976).

les grains est le principal agent du chauffage du milieu interstellaire diffus) et chimique du gaz (la formation des molécules dans le milieu interstellaire s'effectue essentiellement à la surface des grains). La poussière agit également dans la dynamique du gaz au niveau du couplage au champ magnétique. Enfin, l'étude de l'évolution des grains de poussière nous renseigne de manière générale sur les processus de croissance de la matière solide dans l'espace et donc sur la formation des planétésimaux. Il est donc maintenant clair que la poussière, longtemps (et encore) perçue comme une nuisance pour l'observation, se révèle être un acteur et un traceur privilégiés de la physique du milieu interstellaire, des phases diffuses jusqu'à la formation des systèmes planétaires.

Objectifs scientifiques.

Les progrès effectués depuis 50 ans sont vertigineux, autant du point de vue de notre compréhension de la physique du milieu interstellaire que des moyens d'observation et de simulation. Par exemple, grâce au satellite Herschel, il est maintenant possible de cartographier l'émission infrarouge de la poussière du milieu interstellaire diffus avec pratiquement la même résolution angulaire que dans le visible (voir figure 1.6). Il est également possible d'étudier le HI jusqu'à des échelles de quelques centièmes de parsec grâce aux interféromètres radio (voir figure 1.2). Ces observations, qui nous procurent une vision détaillée de la matière interstellaire, peuvent maintenant être analysées à l'aide de simulations numériques permettant d'explorer la complexité des processus physiques à l'oeuvre. En effet, la notion d'un milieu à l'équilibre de Spitzer (1968) et McKee & Ostriker (1977) s'est vue graduellement remplacée par celle d'une dynamique hors-équilibre où les nuages moléculaires sont des entités transitoires, formées par la compression du milieu atomique bi-phasique et turbulent.

Malgré tout, l'objectif scientifique principal reste similaire à ce qu'il était à l'époque; comprendre le

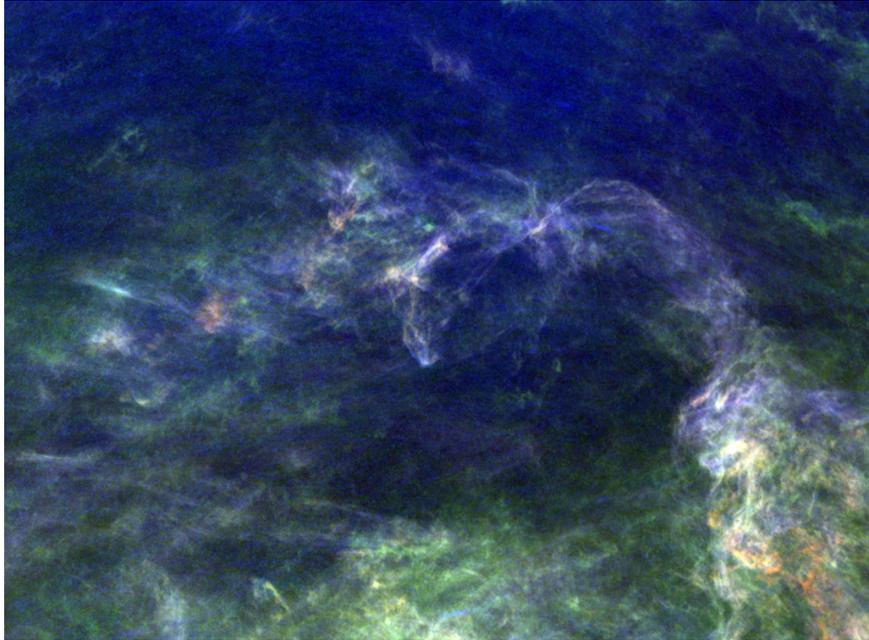


FIG. 1.5: Image RBV de la région de la North Celestial Loop, telle qu'observée par le satellite IRAS. Rouge est 100 micron, vert est 60 micron et bleu est une combinaison de 12 et 25 micron. Figure préparée par Peter G. Martin.

scénario exact qui permet à la matière interstellaire de passer des phases ténues, chaudes et ionisées vers des structures suffisamment denses pour donner naissance aux étoiles. La physique hautement non-linéaire menant à l'apparition de ces structures très contrastées, dont les nébulosités à peine visibles sur les plaques du Palomar sont des illustrations frappantes des premières étapes de condensation, reste mal comprise. Elle implique certes la gravité, mais aussi la turbulence, le champ magnétique et les processus de chauffage et de refroidissement du gaz qui dépendent entre autres de la chimie du gaz et des propriétés de la poussière. C'est un des grands défis de l'astrophysique que de comprendre en détail les mécanismes complexes liés à la formation des étoiles et c'est dans ce contexte que se positionne mon travail de recherche.

Méthodologie.

Les cirrus galactiques, ces nuages interstellaires diffus proches du Soleil observés à haute latitude galactique, offrent un laboratoire privilégié pour comprendre la physique impliquée dans le processus de formation des structures denses et froides, et ce sur une grande gamme d'échelles spatiales et de conditions physiques. Parce que la physique est complexe, j'ai volontairement développé une approche large, couplant observations et simulations numériques permettant de mieux cerner les conditions physiques des nuages observés en projection sur le plan du ciel. Je m'intéresse autant aux propriétés de la poussière¹ qu'à celles du gaz², ce qui inclut la turbulence, l'instabilité thermique et le champ magnétique. À travers l'étude de l'émission diffuse observée à haute latitude, de l'infrarouge au radio, j'ai également été amené à traiter divers sujets : du fond infrarouge cosmologique au traitement des données satellitaires en passant par les nuages du halo galactique. Depuis 2003, je consacre une très large fraction de ma recherche à la mission Planck dont l'objectif scientifique principal est la cartographie du CMB mais qui est également un projet majeur pour l'étude du milieu interstellaire de notre galaxie.

¹observations avec ISO, IRAS, Spitzer, Planck et Herschel

²programme d'observations des nuages diffus à 21 cm avec les radio-télescopes DRAO et GBT et simulations MHD du HI.

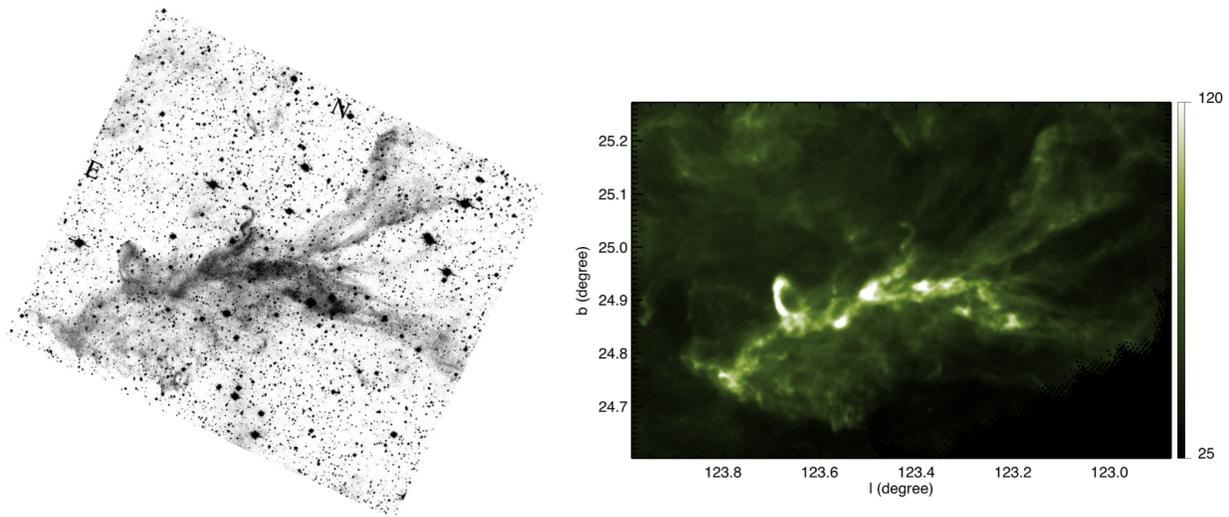


FIG. 1.6: Une zone dense du Polaris Flare (MCLD 123.5 + 24.9). **Gauche** : image en bande I obtenue au telescope Burrell Schmidt du Kitt Peak National Observatory montrant la lumière des étoiles diffusée par la poussière (Zagury et al., 1999). **Droite** : La même région observé 15 ans plus tard à $250 \mu\text{m}$ avec Herschel-SPIRE montrant l'émission des mêmes grains de poussière (Miville-Deschênes et al., 2010). La résolution angulaire de ces deux images est semblable ($2''$ pour l'image en bande I et $14''$ pour celle à $250 \mu\text{m}$).

Dans la suite de ce document je décris le milieu interstellaire atomique neutre, le HI, et mes contributions concernant les propriétés de la turbulence et de l'instabilité thermique du gaz diffus. Je décris ensuite les résultats que j'ai obtenus en étudiant l'émission diffuse de l'infrarouge au millimétrique, en particulier en ce qui concerne la poussière interstellaire. Le dernier chapitre présente mes conclusions et perspectives sur le sujet. Finalement, une annexe décrivant succinctement mes contributions au traitement de données satellitaires (ISO, IRAS et Planck) a été ajoutée au document.

Chapitre 2

Formation des structures dans le milieu atomique neutre

“And, finally, it would appear that the interstellar clouds must also be in a state of turbulence ; for, assuming that a typical cloud is 10 parsecs in diameter and that relative motions to the extent of 10 km/sec occur, we find that the Reynolds number must be of the order of 10^5 ; and the motions inside the cloud must therefore be turbulent. The even larger question now occurs whether we may not indeed regard the clouds of various dimensions in interstellar space as eddies in a medium occupying the whole of galactic space.”

Chandrasekhar (1949)

2.1 Le milieu atomique neutre

Le HI est la phase la plus abondante du milieu interstellaire et heureusement il peut être observé directement dans le domaine radio grâce à la raie à 21 cm¹. Cette transition, utilisée depuis les années cinquante (Ewen & Purcell, 1951; Muller & Oort, 1951) pour étudier le HI galactique, est un traceur unique en astrophysique. Étant localement thermalisée, la transition à 21 cm ne présente pas de difficulté importante en terme de transfert radiatif. Parce que ce n’est pas une transition de recombinaison, la brillance observée est directement proportionnelle à la densité de l’hydrogène n_H . Cette raie est donc un traceur direct de la majorité de la matière (H), contrairement au gaz moléculaire qui est tracé de manière indirecte par des composants minoritaires (CO, poussière) dont l’abondance par rapport à l’hydrogène peut varier localement.

Plusieurs relevés à 21 cm ont permis de décrire la structure à grande échelle de la Voie Lactée ; sa structure spirale, l’échelle de hauteur du gaz atomique et sa variation en fonction du rayon galacto-centrique, ainsi que les grandes bulles, coquilles et cheminées associées à l’écologie galactique (Dickey & Lockman, 1990; Ferrière, 2001; Kalberla & Kerp, 2009). Je ne décrirai pas ici ces aspects de la dynamique à grande échelle de la matière interstellaire dans notre galaxie. Je m’intéresserai plutôt au HI en tant qu’étape transitoire

¹La raie à 21 cm provient de l’interaction entre le moment magnétique du proton et de l’électron de l’atome d’hydrogène. Le niveau fondamental électronique a deux états d’énergie légèrement différents qui dépendent de l’état de spin du proton et de l’électron (parallèle ou anti-parallèle). Le passage d’une configuration de spin à l’autre correspond à l’émission d’un photon à 21 cm.

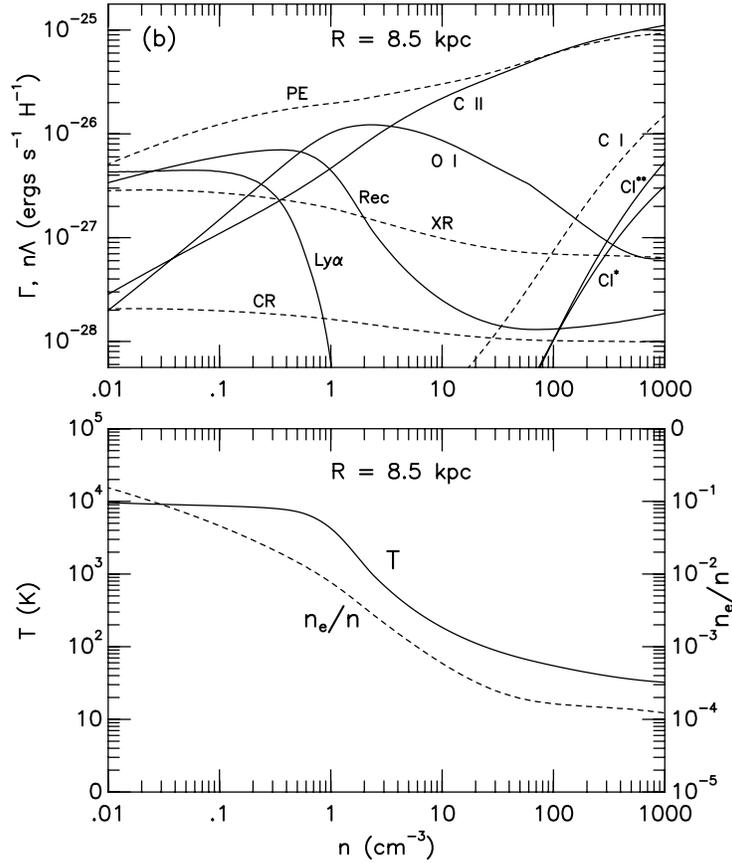


FIG. 2.1: **Haut** : Courbes de chauffage et de refroidissement vs la densité d'hydrogène pour le voisinage solaire. Les courbes de chauffage (tirets) incluent l'effet photo-électrique sur les grains (PE), l'extrême UV et les rayons X (XR), les rayons cosmiques (CR) et la photo-ionisation du C (CI). Les courbes de refroidissement (trait plein) incluent les raies de structure fine du CII (CII - 158 μm), OI (OI - 63 μm) et CI (CI* - 609 μm , CI** - 370 μm), la recombinaison sur les grains (Rec) et la raie Ly α . **Bas** : Température du gaz (trait plein) et la fraction électronique (tirets) vs densité d'hydrogène. Figure tirée de Wolfire et al. (2003).

vers la formation des étoiles. En effet le HI joue un rôle central dans la condensation du gaz de la phase chaude et ionisée vers la formation de coeurs pré-stellaires. C'est dans le HI que le gaz se refroidit à des températures de l'ordre de quelques dizaines de K, proches de la température des nuages moléculaires. Il apparaît maintenant clairement que la formation de condensations froides dans le HI a un impact direct sur la structure de la matière interstellaire où se forment les étoiles. Ce chapitre traite donc d'observations et de simulations numériques choisies qui forgent aujourd'hui notre compréhension de la formation des premières structures denses et froides dans le cycle de la matière interstellaire de notre galaxie.

2.1.1 Le modèle à deux phases

Malgré la disponibilité d'un traceur privilégié telle que la raie à 21 cm, les propriétés générales du HI ne sont toujours pas bien comprises. L'idée générale, héritée des travaux de Field (1965); Field et al. (1969); Goldsmith et al. (1969) et revue par Wolfire et al. (1995, 2003), est que les dépendances en densité et en

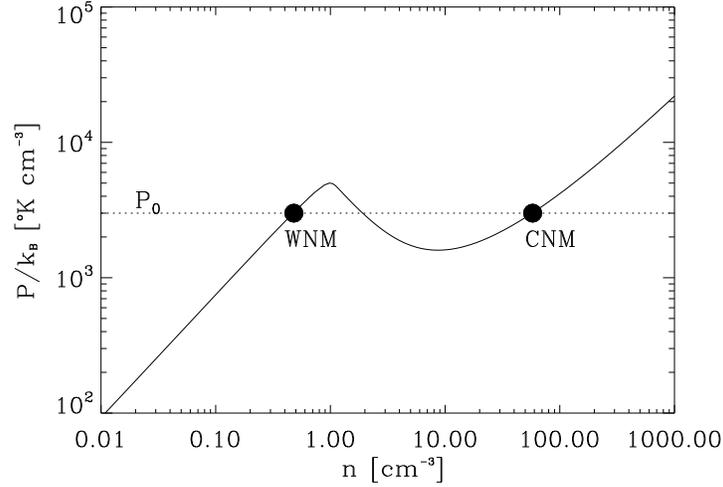


FIG. 2.2: Diagramme pression-densité de l'équilibre thermique du HI tiré de Vazquez-Semadeni (2009). Pour une pression donnée P_0 il existe deux états avec un contraste en densité de l'ordre de 100 pour lesquels il y a équilibre entre le chauffage et le refroidissement. La zone au dessus (en dessous) de la courbe correspond à une zone de refroidissement (chauffage).

température des processus de chauffage² et de refroidissement³ du milieu interstellaire (voir figure 2.1) sont tels qu'il existe une zone thermiquement instable dans l'espace $P - n$. Autrement dit, si l'on considère les conditions physiques pour lesquelles le chauffage et le refroidissement sont égaux, la pression n'est pas une fonction monotone de la densité (voir Fig. 2.2). Si le gaz se retrouve dans une zone thermiquement instable (i.e., $dP/dn < 0$), il évoluera à pression constante vers les deux zones thermiquement stables, l'une froide et dense (CNM, $T \sim 100$ K, $n \sim 10$ cm⁻³), l'autre tiède et diffuse (WNM, $T \sim 7000$ K, $n \sim 0.2$ cm⁻³) - voir Wolfire et al. (2003). Cette description est celle du modèle du milieu interstellaire à deux phases. Elle conduit à établir la présence de petits nuages/grumeaux froids immergés dans un milieu diffus et tiède avec un contraste en densité de l'ordre de 100 et une zone de transition de l'ordre de 10^{-3} pc (longueur de Field (Field, 1965)).

Très tôt la raie à 21 cm a été observée en absorption devant des sources radio (Hagen et al., 1955) - voir Fig. 2.3. La différence notable entre le spectre en absorption et celui en émission observé dans la même région avait tout de suite été interprétée comme la signature de la présence de nuages froids dans un milieu diffus. Les mesures plus récentes et plus extensives montrent le caractère systématique de cette différence (voir Fig. 2.3 bas tiré de Dickey et al. (2003)) qui valide les grandes lignes du modèle à deux phases pour le HI.

Cette description est toujours la base de notre compréhension du milieu interstellaire diffus, même dans le cadre du modèle de McKee & Ostriker (1977) qui ajoute une troisième phase de gaz chaud et ionisé, résultat de l'explosions de supernovae, et qui est aussi en équilibre de pression avec les deux autres. Les simulations numériques d'un milieu interstellaire agité par des explosions de supernovae régulières (e.g., Mac Low et al. (2005)) montrent qu'il existe en fait une distribution relativement large de la pression et que la cascade turbulente induite par cette injection d'énergie à grande échelle favorise les variations locales de

²dominé par l'effet photo-électrique sur les petits grains (PAH).

³dominé par les transitions CII à $157.7 \mu\text{m}$ et OI à $63 \mu\text{m}$ dans le CNM et par la recombinaison des électrons sur les petits grains et la transition Ly α dans le WNM.

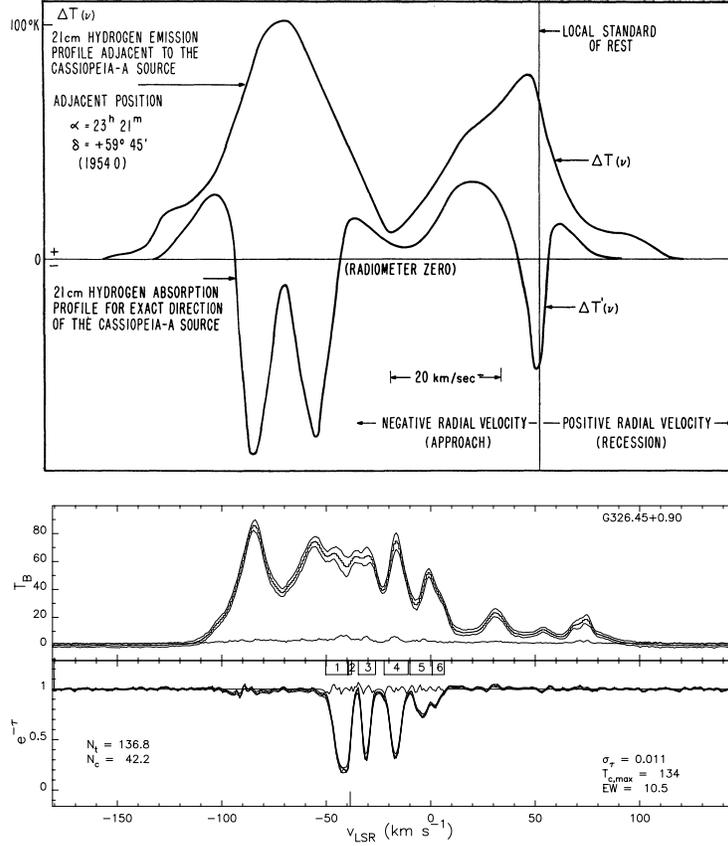


FIG. 2.3: Deux exemples d'observations où le HI est vu en absorption devant une source ponctuelle radio et en émission sur une ligne de visée voisine. **Haut** : une des premières comparaisons de ce type devant Cassiope-A, tirée de Hagen et al. (1955). **Bas** : illustration sur une ligne de visée dans le plan galactique où l'on peut apprécier la complexité du profil en émission et son étendue en vitesse due à la rotation différentielle de la Galaxie. Figure tirée de Dickey et al. (2003).

densité et la formation de condensations froides via l'instabilité thermique (Gazol et al., 2001). Cette idée que la turbulence couplée à l'instabilité thermique du HI agisse directement sur la formation des structures froides dans le milieu interstellaire diffus est une piste explorée sérieusement.

2.1.2 Structure spatiale du CNM et du WNM

Densité de colonne

On sait depuis assez longtemps que, dans le milieu interstellaire près du Soleil, la masse du HI est répartie approximativement de manière équivalente entre les phases chaude et froide (Radhakrishnan et al., 1972; Falgarone & Lequeux, 1973). Plus récemment, Heiles & Troland (2003b) affirme que la fraction des densités de colonne de CNM et de WNM est $\langle N_{CNM}(HI) \rangle / \langle N_{WNM}(HI) \rangle = 2/3$ ou, de manière équivalente, que le CNM constitue 40% de la densité de colonne du HI. Ceci est une moyenne ; on observe de nombreuses lignes de visée à haute latitude galactique sans CNM du tout (Miville-Deschênes & Martin, 2007) et quelques unes où le CNM domine la densité de colonne totale (Heiles & Troland, 2003b).

À partir du rapport moyen des densités de colonne et en prenant des valeurs typiques de la densité du

	T (K)	n (cm ⁻³)	$\sigma_{tot}(v)$ (km s ⁻¹)	$\sigma_{therm}(v)$ (km s ⁻¹)	$\sigma_{turb}(v)$ (km s ⁻¹)	M	L (pc)	t_{dyn} Myr
CNM	100	14	1.66	0.9	1.4	1.56	2.7	1.9
WNM	7000	0.2	10.2	7.6	6.8	0.89	265	38

TAB. 2.1: La taille typique L du CNM est obtenue à partir de l'échelle de hauteur du WNM de Dickey & Lockman (1990) et de $L_{WNM}/L_{CNM} = 100$, obtenue indépendamment à partir du rapport moyen de densité de colonne $\langle N_{CNM}(HI) \rangle / \langle N_{WNM}(HI) \rangle = 2/3$ (Heiles & Troland, 2003b) et du rapport des dispersions de vitesse turbulente $\sigma_{turb}^{WNM} / \sigma_{turb}^{CNM}$.

CNM et du WNM (voir Table 2.1) on peut estimer le rapport des échelles des deux phases :

$$\frac{L_{WNM}}{L_{CNM}} = \frac{N_{WNM}(HI)}{N_{CNM}(HI)} \frac{n_{CNM}}{n_{WNM}}. \quad (2.1)$$

On conclut que $L_{WNM}/L_{CNM} \sim 110$ ce qui implique que le WNM est présent sur une échelle approximativement 100 fois plus grande que le CNM.

La densité de colonne du WNM aux pôles galactiques est $N(HI) \approx 1.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Radhakrishnan et al., 1972; Falgarone & Lequeux, 1973; Dickey & Lockman, 1990). Si on considère que la densité du WNM est $n_{WNM} = 0.2 \text{ cm}^{-3}$ (voir Table 2.1) on estime que la mi-échelle de hauteur du WNM est $L_{WNM} \approx 265 \text{ pc}$. Cette valeur est en parfait accord avec la modélisation du profil en latitude de l'émission du HI à partir de laquelle Dickey & Lockman (1990) estiment une échelle de hauteur (FWHM) de 530 pc pour le WNM. Sachant que $L_{WNM} \approx 265 \text{ pc}$ et que $L_{WNM} \approx 100L_{CNM}$ on conclut que les nuages du CNM ont une taille typique de 2-3 pc. Par ailleurs Dickey & Lockman (1990) estiment que l'échelle de hauteur du CNM est de 212 pc. Étant donné la taille des nuages CNM, il est clair que cette échelle de hauteur correspond à la répartition des nuages froids dans le disque, tandis que l'échelle de hauteur du WNM est celle d'un milieu continu.

On retrouve bien la description du modèle de McKee & Ostriker (1977) avec une phase nuage plongée dans un milieu inter-nuage. Cette description est correspond bien au fait que près de la moitié de la masse du HI est concentrée dans $\sim 1\%$ du volume (Ferrière, 2001).

Dispersion de vitesse

Comment sont organisées les phases du HI est une question à laquelle on peut également répondre à partir de l'élargissement des raies. La comparaison émission-absorption des raies du CNM montre clairement la contribution de la turbulence à l'élargissement des raies à un niveau comparable à l'élargissement thermique (Crovisier, 1981).

Par nature, l'élargissement turbulent dépend de l'échelle spatiale sondée le long de la ligne de visée qui est très différente pour le WNM et le CNM ($L_{WNM} \approx 100L_{CNM}$). Si le spectre d'énergie de la turbulence suit une loi de puissance :

$$E(k) \propto k^{-\beta} \quad (2.2)$$

où $E(k)$ est l'intégrale angulaire du spectre de puissance : $E(k) = 4\pi k^2 \langle P(k) \rangle_{\Omega}$, la dispersion de vitesse mesurée à une échelle L est :

$$\sigma(v)_L \propto L^{\gamma} \quad (2.3)$$

où

$$\gamma = (\beta - 1)/2. \quad (2.4)$$

Ce lien entre la relation $\sigma(v) - L$ et les propriétés de la turbulence est la base de l'interprétation de la loi de Larson. En effet, Larson a mesuré $\gamma \sim 1/3$ dans les nuages HI (Larson, 1979) et dans les nuages moléculaires

(Larson, 1981), ce qui correspond à $\beta = 5/3$, l'exposant de la turbulence incompressible de Kolmogorov (1941).

La dispersion de vitesse (en km/s) du HI à l'échelle L (en pc) est donc :

$$\sigma_{turb}(v) = \sigma_{1pc}(v)L^{1/3} \quad (2.5)$$

où $\sigma_{1pc}(v)$ est la dispersion de vitesse turbulente à l'échelle de 1 pc. Parce qu'elles dépendent de l'échelle spatiale, les dispersions de vitesse turbulente du CNM et du WNM permettent donc également de décrire l'organisation de ces deux phases le long de la ligne de visée.

Haud & Kalberla (2007) présentent une analyse des dispersions de vitesse observées à haute latitude galactique dans les données du relevé LAB (Kalberla et al., 2005). Ils ont sélectionné uniquement les profils de faible brillance (pour limiter les effets d'absorption - 90% de leur profils on $T_B < 12$ K) qu'ils ont décomposés en une somme de gaussiennes permettant d'estimer la dispersion de vitesse totale des différentes composantes sur chaque ligne de visée. Ils trouvent trois groupes avec $\sigma_{tot}(v)$ de 1.66, 5.01 et 10.2 km/s. Le premier et le troisième groupe correspondent bien aux valeurs classiques des dispersions de vitesse du CNM et du WNM, le deuxième groupe est fort probablement du gaz thermiquement instable (voir section 2.1.3). Si l'on soustrait quadratiquement la contribution thermique à ces dispersions de vitesse, en considérant des valeurs typiques de la température pour ces deux phases, on obtient des dispersions de vitesse turbulente de $\sigma_{turb}^{CNM} = 1.4$ km/s pour le CNM et $\sigma_{turb}^{WNM} = 6.8$ km/s pour le WNM. À partir de l'équation 2.5 on obtient :

$$\frac{L_{WNM}}{L_{CNM}} = \left(\frac{\sigma_{turb}^{WNM}}{\sigma_{turb}^{CNM}} \right)^3 \left(\frac{\sigma_{1pc}^{CNM}}{\sigma_{1pc}^{WNM}} \right)^3 \approx 110 \left(\frac{\sigma_{1pc}^{CNM}}{\sigma_{1pc}^{WNM}} \right)^3. \quad (2.6)$$

On retrouve le fait que $L_{WNM} \approx 100L_{CNM}$ comme avec l'estimation faite à partir de la densité de colonne, dans l'hypothèse où $\sigma_{1pc}^{CNM} = \sigma_{1pc}^{WNM}$, ce qui est attendu si les deux phases sont en interaction dynamique. À partir des valeurs de σ_{turb}^{WNM} et L_{WNM} données dans la Table 2.1 on obtient $\sigma_{1pc}^{WNM} = 1.06$ km/s. Cette valeur est légèrement plus basse que l'estimation faite par Wolfire et al. (2003) ($\sigma_{1pc}^{WNM} = 1.4$ km/s) à partir des données de Heiles & Troland (2003b) mais sans tenir compte de la contribution de la température à l'élargissement de la raie.

Les conclusions obtenues à partir de quantités classiques du WNM et du CNM sont donc les suivantes :

1. Le WNM a la structure d'un disque diffus de 530 pc d'épaisseur (FWHM)
2. Le CNM est structuré en nuages de taille 2-3 pc
3. La dispersion de vitesse turbulente à l'échelle de 1 pc est la même dans le CNM et le WNM ($\sigma_{1pc} \approx 1$ km/s), ce qui est en accord avec un couplage dynamique entre les deux phases.

Il est important de noter que les estimations faites ici permettent uniquement de dégager des ordres de grandeur sur l'organisation du HI et que des variations locales significatives existent.

2.1.3 Évidences observationnelles du HI thermiquement instable

On remarque très tôt que pour une composante observée à la fois en émission et en absorption, la largeur du profil en émission est systématiquement plus grande que celle du profil en absorption (Clark, 1965; Falgarone & Lequeux, 1973). Ce fait observationnel, étudié en détail par Lazareff (1975); Liszt (1983), nous pousse à conclure que les nuages du CNM ne sont pas isothermes. La comparaison absorption-émission montre la présence d'un gaz faiblement absorbant à des températures de l'ordre de 300-2000 K associé (i.e., observé à la même vitesse) à du gaz plus froid (45-200 K) vu en absorption.

En parallèle, Crovisier (1981) montre que la température cinétique T_k déduite de la comparaison absorption-émission est systématiquement plus petite que la température estimée à partir de la largeur

de la raie en absorption, ce qui implique la contribution de mouvements turbulents dans la composante froide; Crovisier (1981) affirme que $\sigma_{turb} \sim \sigma_{therm}$.

Plus récemment, l'omniprésence du HI à des températures réputées thermiquement instables a été également mis en évidence par Heiles & Troland (2003a,b) à l'aide d'observations en émission et en absorption de 79 lignes de visée représentatives. Avec une sensibilité accrue, Begum et al. (2010a) ont pu détecter directement le HI thermiquement instable en absorption. De plus, à partir de leur décomposition en gaussienne (données LAB sur le ciel entier - Kalberla et al. (2005)), Haud & Kalberla (2007) trouvent 40% du HI dans le régime instable.

Une explication alternative de l'observation de gaz à des températures considérées thermiquement instables a été proposée par Liszt (2001). Il affirme qu'il est possible que la densité critique permettant d'avoir $T_s \approx T_k$ ne soit pas atteinte dans le gaz chaud et peu dense, ce qui diminuerait l'élargissement thermique de la contribution du WNM à la raie à 21 cm.

Il est toutefois important de noter que la présence significative de gaz neutre à ces températures intermédiaires a été confirmée de manière indépendante par des observations de raies d'absorption de plusieurs éléments du gaz (Fe, S, Si, Mn, Mg) comparées à des observations à 21 cm, ce qui permet de séparer la contribution turbulente et thermique aux largeurs de raie (Spitzer & Fitzpatrick, 1993; Fitzpatrick & Spitzer, 1997).

Il semble donc avéré qu'une fraction notable du HI soit à des températures thermiquement instables, ce qui apporte une contrainte observationnelle supplémentaire qui doit être reproduite par les simulations numériques (voir § 2.4).

2.2 Structure de la matière interstellaire

Comprendre et décrire la structure tridimensionnelle de la matière interstellaire permet d'apporter des contraintes fortes sur les processus physiques qui dominent sa dynamique. La structure de l'émission interstellaire observée sur le plan du ciel a des propriétés auto-similaires dont l'origine est souvent attribuée à la turbulence. Dans ce contexte il est souvent difficile de décrire des propriétés simples telles que la densité de la matière ou la dispersion de vitesse du gaz. Pour ce faire on fait appel à des méthodes statistiques qui permettent de décrire ces quantités en fonction de l'échelle spatiale.

Effets de projection.

Une des difficultés inhérentes à l'étude de la complexité morphologique et dynamique de la matière interstellaire vient du fait que l'on observe des quantités projetées sur la sphère céleste. Grâce à de nombreux travaux récents il est maintenant possible de relier les quantités mesurées sur le plan du ciel (densité de colonne, moments de la vitesse) aux propriétés statistiques en trois dimensions de la densité et de la vitesse.

Nous avons effectué une des premières études sur le sujet (Miville-Deschênes et al., 2003b) dans laquelle nous avons construit des observations de spectro-imagerie artificielles à partir de champs gaussiens (fractional brownian motion - fBm) tridimensionnels représentant la densité et la vitesse du gaz. Nous avons confirmé que le spectre de puissance de l'émission intégrée d'une raie optiquement mince est équivalent au spectre de puissance de la densité du gaz, lorsque la plus grande échelle observée sur le ciel est plus petite que la profondeur du milieu sur la ligne de visée. Au-delà on observe un changement de -1 dans l'exposant du spectre de puissance. Cette signature a déjà été exploitée par Elmegreen et al. (2001) pour déterminer la profondeur du grand nuage de Magellan (100 pc). Nous avons aussi observé cette cassure dans le spectre de puissance de l'émission à 24-25 μ m (IRAS et Spitzer) de la Gum Nebula (Ingalls et al., 2004) à une échelle spatiale correspondant à 0.3 pc (voir Fig. 2.4-gauche). Dans ce cas, une des interprétations est que cette échelle correspond à l'épaisseur à travers laquelle le rayonnement peut pénétrer et chauffer la poussière (i.e.,

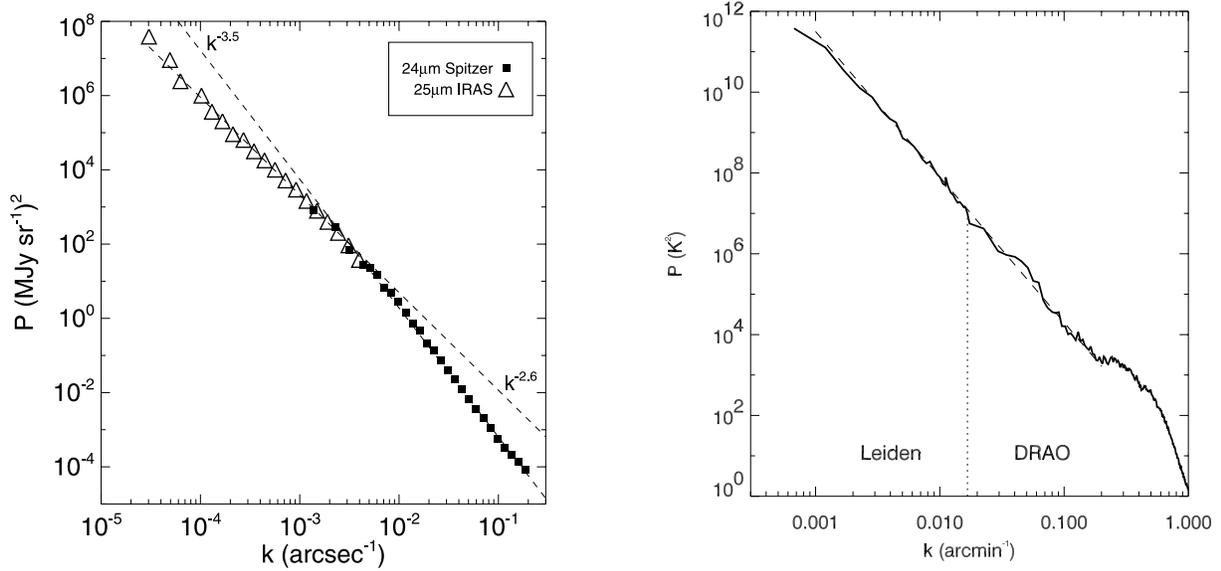


FIG. 2.4: **Gauche** : spectre de puissance de l'émission à 24 et 25 μm de la Gum Nebula (données Spitzer et IRAS - Ingalls et al. (2004)). **Droite** : spectre de puissance de la densité de colonne du HI (observations DRAO et Leiden - Miville-Deschênes et al. (2003a)). La ligne en tirets indique une pente de -3.6.

$A_v \sim 1$).

Spectre de puissance du HI.

En se basant sur les résultats de notre étude des effets de projection (Miville-Deschênes et al., 2003b) nous avons effectué une analyse en spectre de puissance d'observations à 21 cm d'un nuage à haute latitude, le cirrus Ursa Major situé dans la North Celestial Loop. (Miville-Deschênes et al., 2003a). Dans cette étude nous montrons que le spectre de puissance de la densité de colonne et celui du centroïde de vitesse ont tous les deux un indice spectral de -3.6 ± 0.1 , compatible avec l'exposant de Kolmogorov, et ce sur presque trois décades en échelles spatiales (voir Fig. 2.4-droite).

Étant donné que la théorie de la turbulence de Kolmogorov (1941) concerne les propriétés statistiques de la vitesse, et non celles de la densité, on peut s'attendre à ce que le spectre de puissance du centroïde de vitesse nous donne une mesure plus directe des propriétés de la turbulence interstellaire. En fait, un certain nombre d'études ont été consacrées à ce sujet ces dernières années (Miville-Deschênes et al., 2003b; Lazarian & Esquivel, 2003; Esquivel & Lazarian, 2005; Ossenkopf et al., 2006) montrant que le centroïde de vitesse permet d'estimer directement le spectre de puissance de la vitesse en 3D seulement si le contraste en densité $\sigma(n)/\langle n \rangle$ est inférieur à 0.5. Au-delà il est de plus en plus contaminé par les fluctuations de densité et on doit appliquer une correction grandissante avec $\sigma(n)/\langle n \rangle$. Étant donné les forts contrastes en densité du HI, il n'est pas possible d'exclure à l'heure actuelle que le spectre de puissance du centroïde de vitesse mesuré dans Ursa Major ne soit pas dominé par des fluctuations du champ de densité. Néanmoins, comme nous le verrons plus loin, la mesure du spectre de puissance de la densité nous renseigne sur les propriétés de la turbulence dans le HI.

Utilisation de la poussière comme traceur de la densité.

Une des limites de l'utilisation des observations à 21 cm pour la détermination de la structure de la matière interstellaire est qu'elles donnent une vision partielle. En effet, elles ne révèlent que le gaz en phase atomique et il est acquis qu'une fraction notable de la matière est sous forme moléculaire, même dans les cirrus. L'émission

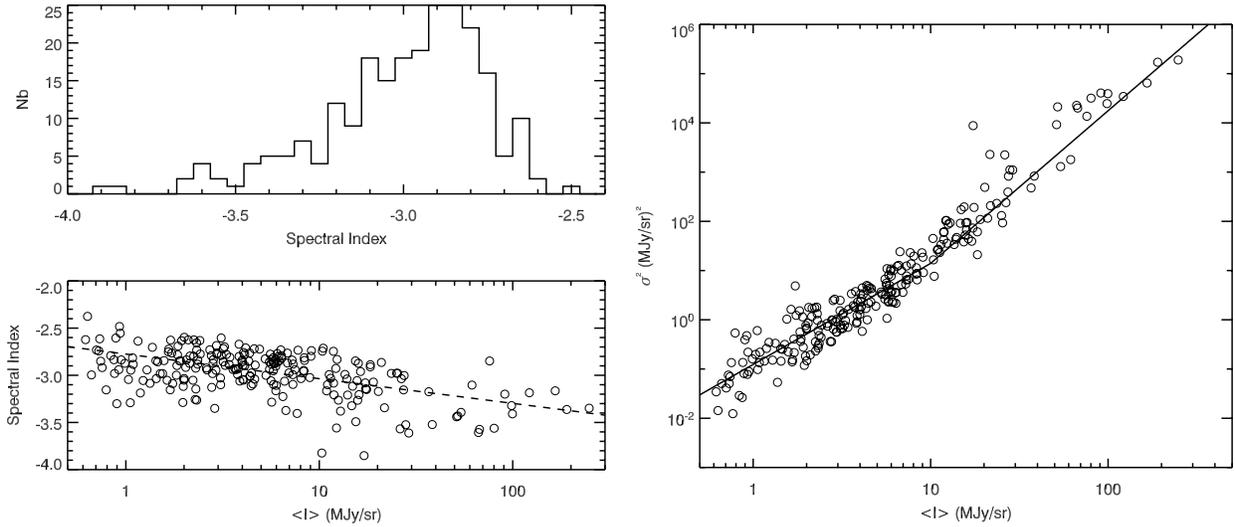


FIG. 2.5: **Gauche** : Histogramme (haut) de l'indice spectral de l'émission à $100 \mu\text{m}$ mesuré sur 236 cartes IRAS de taille $12.5^\circ \times 12.5^\circ$ et variations de l'indice spectral en fonction de la brillance moyenne de la carte (bas). **Droite** : Relation entre le niveau de fluctuation de brillance (i.e. le moment d'ordre 2) et la brillance moyenne de l'émission à 100 micron. Deux régimes se dégagent ($\sigma \propto \langle I \rangle$ pour $\langle I \rangle < 10 \text{ MJy/sr}$ et $\sigma \propto \langle I \rangle^{1.5}$ pour les plus fortes brillances).

des gros grains de poussière dans l'infrarouge lointain et le submm offre une alternative intéressante pour estimer les propriétés statistiques de la structure en densité de la matière, que le gaz soit sous forme ionisée, atomique neutre ou moléculaire. C'est surtout vrai dans les régions diffuses à haute latitude galactique où les variations de la température d'équilibre des grains sont limitées. Dans ce cas, et en faisant l'hypothèse que le rapport gaz/poussière ainsi que les propriétés optiques des grains sont constants, l'émission de la poussière offre une vision complète de la structure de la matière.

C'est dans ce contexte que j'ai mené une étude de la structure de la matière interstellaire à l'aide de l'émission infrarouge de la poussière à $100 \mu\text{m}$ (Miville-Deschênes et al., 2007). La figure 2.5 présente les valeurs de l'indice spectral du spectre de puissance et de la déviation standard de l'émission à $100 \mu\text{m}$ mesuré sur 236 cartes IRAS (IRIS - Miville-Deschênes & Lagache (2005)) de $12.5^\circ \times 12.5^\circ$ ayant une résolution de $5'$. Cette étude montre que, lorsqu'on utilise un traceur sensible à la fois aux phases atomique et moléculaire, les nuages interstellaires sont généralement plus structurés à petite échelle ($\beta \sim -2.9 \pm 0.3$) que ce que qui est mesuré dans le HI ($\beta \sim -3.6 \pm 0.1$).

Récemment nous avons effectué une analyse similaire à l'aide de données Herschel-SPIRE à 250, 350 et $550 \mu\text{m}$ d'une région du Polaris Flare (voir la figure 2.6). Cette étude a été faite au début de la mission Herschel, à un moment où les effets instrumentaux n'étaient pas complètement maîtrisés. En plus du fait que nous avons pu caractériser les propriétés spectrales de la fonction d'appareil (*beam*) et de la cartographie (*map-making*), notre étude montre que le spectre de puissance de la densité dans ce cirrus dense est bien décrit par une loi de puissance avec un seul exposant ($\beta = -2.7 \pm 0.1$) de $30''$ à $8''$, ce qui correspond à des échelles physique de 0.01 à 8 pc à la distance du Polaris Flare. Ce résultat est compatible avec les estimations faites à partir de l'émission CO de ce nuage (Heithausen et al., 1998). Il est également compatible avec les valeurs obtenues en général sur le ciel à haute latitude à $100 \mu\text{m}$ (Miville-Deschênes et al., 2007).

Une discussion de ces résultats portant sur la pente du spectre de puissance du milieu interstellaire est présentée à la section 2.5.

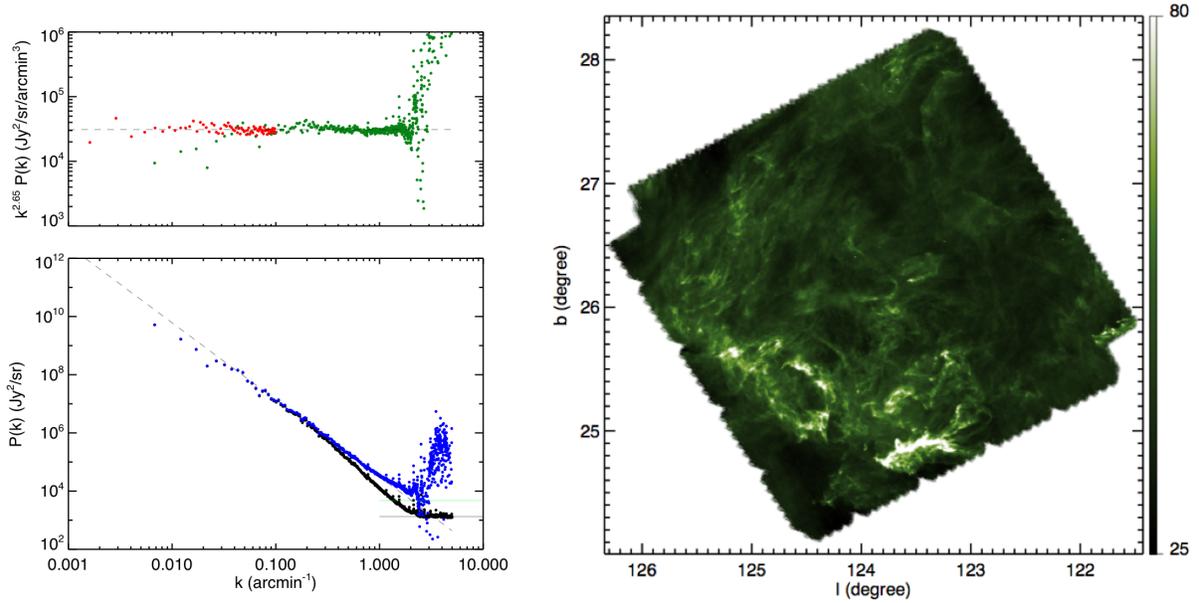


FIG. 2.6: **Gauche.** Spectre de puissance ($P(k)$) de l'émission à $250 \mu\text{m}$ (Herschel-SPIRE) du Polaris Flare. La figure du bas donne le $P(k)$ de la carte brute (noir), la ligne noire horizontale donne le niveau de bruit dans la carte, les points en bleu donnent le $P(k)$ une fois corrigé du bruit et de la PSF (observations de Neptune). La ligne en vert donne l'estimation du niveau du CIB. Le figure du haut montre le $P(k)$ du SPIRE- $250 \mu\text{m}$ (vert) et de IRAS- $100 \mu\text{m}$ (rouge) corrigés du bruit, du CIB et de la PSF et divisé par $k^{-2.65}$. **Droite.** Carte de Polaris à $250 \mu\text{m}$ obtenue avec SPIRE. Figures tirées de Miville-Deschênes et al. (2010).

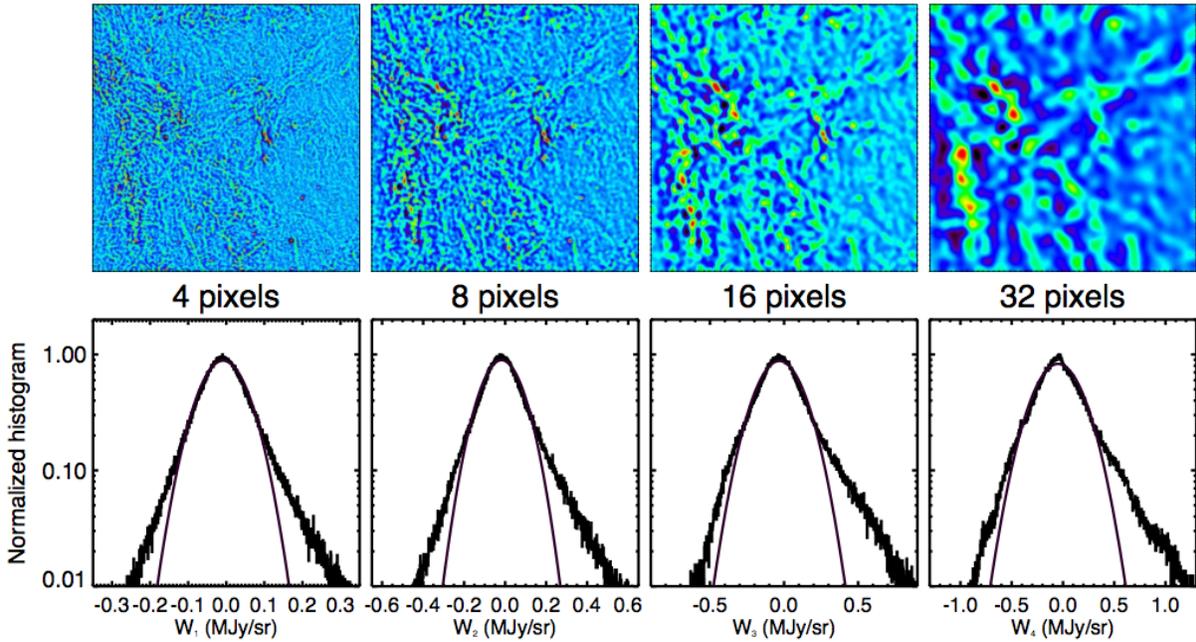


FIG. 2.7: Décomposition en ondelette de l'image IRAS présentée dans le Fig. 2.8-gauche. **Haut :** Coefficients d'ondelette aux échelles de 4, 8, 16 et 32 pixels (1 pixel=1.5). **Bas :** Histogramme des coefficients d'ondelette (en échelle linéaire-log) avec l'ajustement d'une gaussienne permettant d'apprécier les propriétés non-gaussiennes de la distribution de brillance.

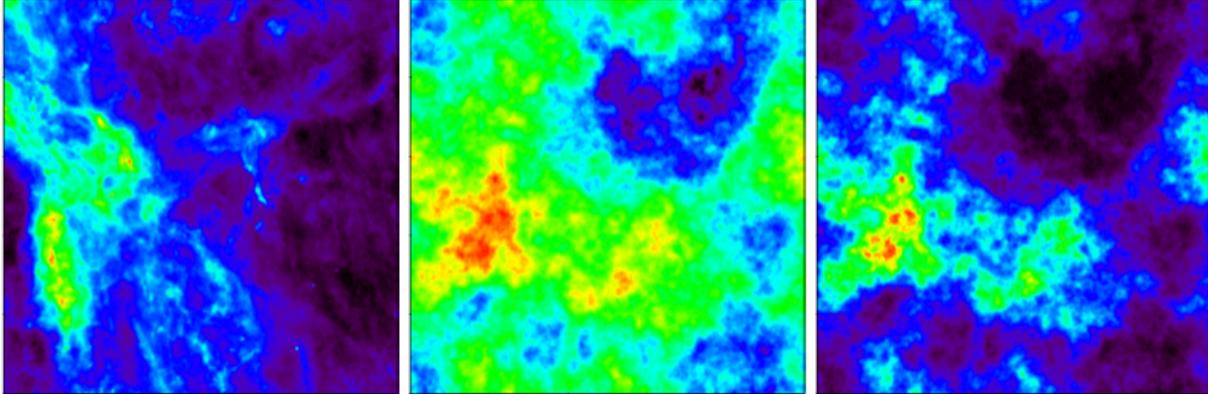


FIG. 2.8: **Gauche** : Carte IRAS à $100 \mu\text{m}$ typique de $12.5^\circ \times 12.5^\circ$. **Centre** : Un fBm classique ayant le même spectre de puissance que la carte IRAS à gauche. **Droite** : Le même fBm modifié de telle sorte qu’il ait les mêmes trois premiers moments (moyenne, déviation standard et skewness) que la carte IRAS de gauche.

Bruit de cirrus et nuages interstellaires artificiels.

À partir de la description des propriétés statistiques de l’émission de la poussière à $100 \mu\text{m}$ de Miville-Deschênes et al. (2007) nous en avons déduit un cadre permettant de déterminer le niveau de confusion de l’émission interstellaire (“bruit de cirrus”) dans le contexte de la détection d’objets ponctuels (coeurs denses, galaxies) dans l’infrarouge-submm. Nous avons montré que les expressions précédentes (Gautier et al., 1992) sur-estimaient systématiquement le niveau de fluctuations et surtout, nous avons revu la dépendance avec la brillance grâce à un échantillon de données beaucoup plus grand. J’ai également participé à des études similaires avec des données BLAST (Roy et al., 2010) et Herschel (Martin et al., 2010).

Dans Miville-Deschênes et al. (2007) nous avons également étudié en détail les propriétés non-gaussiennes des fluctuations de brillance de l’émission interstellaire (voir Fig. 2.7). La description qui s’en dégage nous a permis de proposer une méthode simple permettant de simuler des cartes artificielles de l’émission interstellaire qui ont les bonnes propriétés statistiques (spectre de puissance et non-gaussianité - voir Fig. 2.8).

2.3 Observations à 21 cm de nuages interstellaires diffus

2.3.1 Observations GBT et DRAO

Je participe activement depuis plusieurs années à des campagnes d’observations de la raie à 21 cm de nuages à haute latitude avec l’antenne de 100 m du Green Bank Telescope (GBT, Virginie occidentale, USA) et avec l’interféromètre du Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO, Colombie Britannique, Canada). L’utilisation conjointe de ces deux observatoires permet de reproduire l’émission diffuse sur toutes les échelles spatiales tout en bénéficiant de la haute résolution de l’interféromètre.

Les observations effectuées au GBT dans le cadre de ce projet sont décrites par Blagrove et al. (2010). Un travail important a été effectué ces dernières années pour corriger les effets systématiques des données, tout particulièrement la “stray radiation” qui demande un modèle précis de la fonction d’appareil du GBT. Cette phase est maintenant terminée et l’analyse des données est en cours. Un exemple de la grande qualité de ces données est présenté à la figure 2.9 où l’on peut voir quelques canaux en vitesse du Polaris Flare. Deux articles récents des premiers résultats de Planck ont utilisé les données du GBT (Planck Collaboration, 2011b,d) (voir § 3.3). Une première analyse des données combinées GBT+DRAO de la région SPIDER par

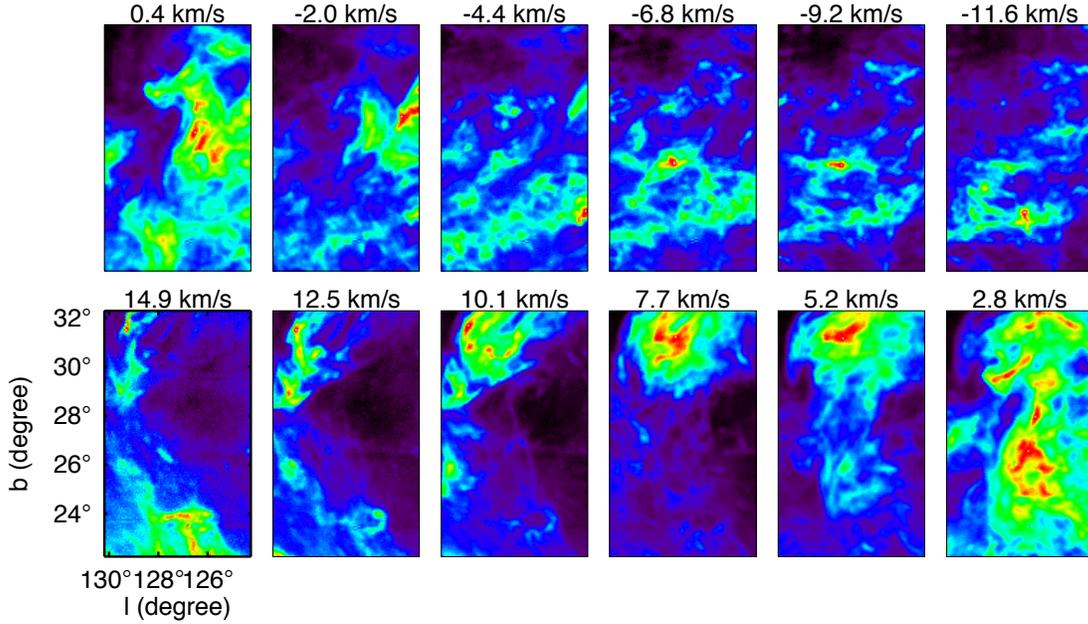


FIG. 2.9: Quelques canaux en vitesse de l'observation du Polaris flare à 21 cm. Données obtenues au GBT.

Barriault et al. (2010), comparée aux données IRAS et à des données CO, a permis d'étudier les premières étapes de formation de molécules dans le milieu interstellaire diffus. Finalement, plusieurs travaux sont en cours concernant 1) la comparaison poussière-HI avec Planck et Herschel, 2) les propriétés du HI (turbulence, phases) et 3) la comparaison avec des simulations numériques. Dans la prochaine section, je présente le travail effectué à partir d'un des premiers champs observés au GBT dans le cadre de ce projet (Miville-Deschênes & Martin, 2007).

2.3.2 Propriétés physiques d'un champ HI diffus à haute latitude galactique

Il ne fait aucun doute que la meilleure façon de déterminer la température du HI est la comparaison entre l'émission et l'absorption de la raie à 21 cm. Par contre, comme le montrent Begum et al. (2010a), l'opacité faible du gaz chaud rend l'estimation de sa température difficile lorsqu'elle excède 1000 K, même avec des observations de très grande qualité. Dans le but de déterminer les propriétés physiques du HI nous avons étudié une piste qui tire profit des variations spatiales du spectre à 21 cm pour séparer les contributions thermique et turbulente à la largeur des profils. Cette méthode, décrite par Miville-Deschênes & Martin (2007) a été appliquée à une observation GBT d'un champ diffus (N1) généralement dédié aux études extra-galactiques et ayant une densité de colonne moyenne de $N_{HI} = 8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

Le principe général de cette étude est qu'il existe une relation entre les propriétés statistiques des cartes déduites des observations (densité de colonne ($N_{HI}(r)$), centroïde de vitesse ($C_{HI}(r)$) et dispersion de vitesse ($\sigma_{HI}(r)$)) et les propriétés statistiques de la densité du gaz, de son champ de vitesse et de sa température, moyennant une hypothèse sur la pression thermique du gaz et la taille physique du milieu étudié. La densité de colonne moyenne est liée à la densité moyenne par $\langle N_{HI} \rangle = \langle n_{HI} \rangle H$ où H est la profondeur du milieu le long de la ligne de visée. De façon similaire, l'écart type des fluctuations de densité de colonne est lié à l'écart type des fluctuations de densité par $\sigma(N_{HI}) = A\sigma(n_{HI})\sqrt{H}$, où le facteur de proportionnalité A dépend de l'exposant du spectre de puissance du champ de densité qui peut être estimé à partir du spectre

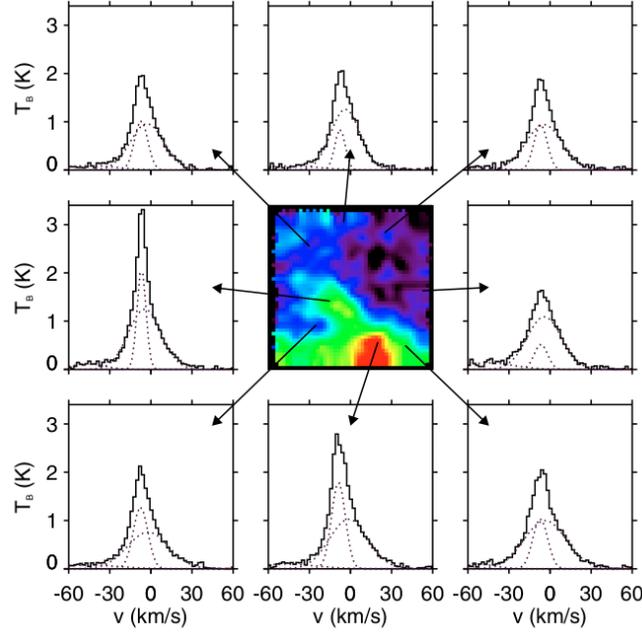


FIG. 2.10: Illustration de la décomposition en gaussiennes de l'observation à 21 cm du champ diffus N1 obtenue au GBT. La figure centrale est la carte d'émission intégrée. Huit spectres typiques sont présentés (trait plein) avec le résultat de la décomposition en gaussiennes (trait pointillé). Figure tirée de Miville-Deschênes & Martin (2007).

de puissance de la densité de colonne (Miville-Deschênes et al., 2003b). On voit donc que si l'on connaît H , le rapport $\sigma(N_{HI}) / \langle N_{HI} \rangle$ nous donne directement accès au contraste de densité en 3 dimensions. On montre en fait que le rapport $\sigma(N_{HI}) / \langle N_{HI} \rangle$ ne dépend que du rapport d'axe du milieu H/L où L est la taille transverse sur le ciel. Autrement dit la relation entre $\sigma(N_{HI}) / \langle N_{HI} \rangle$ et $\sigma(n_{HI}) / \langle n_{HI} \rangle$ ne dépend pas de la distance mais uniquement du rapport d'axe H/L .

Ce raisonnement peut être étendu aux champs de vitesse et de température. On montre en effet que la combinaison de la carte de centroïde (la vitesse moyenne pondérée par la densité sur chaque ligne de visée) et de la carte de dispersion de vitesse (qui donne la somme quadratique des contributions turbulente et thermique) permettent de déterminer la dispersion de vitesse turbulente moyenne du nuage, sa température moyenne et donc son nombre de Mach moyen. Toutes ces quantités sont fonction du rapport d'axe H/L , tout comme la pression thermique moyenne $\langle P \rangle = \langle n \rangle \langle T \rangle$ qui elle dépend en plus de la distance au nuage. En établissant des domaines réalistes pour la pression et la distance on peut donc accéder à plusieurs paramètres physiques importants.

L'application de cette méthode à une observation spécifique est basée sur une analyse de type Monte-Carlo. On construit un grand nombre de cubes artificiels⁴ de densité $n(x, y, z)$ et de vitesse $v(x, y, z)$ ayant un rapport d'axe H/L donné. À partir de ces cubes on calcule des cartes artificielles de densité de colonne et de centroïde :

$$N'_{HI}(x, y) = \int_0^H n(x, y, z) dz \quad (2.7)$$

⁴fractional Brownian motion, voir Miville-Deschênes & Martin (2007)

et

$$C'(x, y) = \frac{\int_0^H n(x, y, z)v(x, y, z) dz}{\int_0^H n(x, y, z) dz} \quad (2.8)$$

Les cubes n et v sont normalisés de telle sorte que $\sigma(N'_{HI}) / \langle N'_{HI} \rangle$, $\langle C' \rangle$ et $\sigma(C')$ aient les mêmes valeurs que celles déduites des observations. De cette façon, ces cubes nous permettent de reconstruire ce que serait la dispersion de vitesse uniquement attribuable aux mouvements turbulents :

$$\sigma'_{turb}(x, y) = \left[\frac{\int_0^H n(x, y, z)v^2(x, y, z) dz}{\int_0^H n(x, y, z) dz} - [C'(x, y)]^2 \right]^{1/2}. \quad (2.9)$$

Cette carte artificielle de σ'_{turb} a les propriétés statistiques de la contribution de la turbulence aux largeurs de raie observées. Ici nous utilisons uniquement la valeur moyenne $\langle \sigma'_{turb} \rangle$ qui nous permet alors de déterminer la température moyenne du gaz à partir de la moyenne de la largeur de raie observée $\sigma(x, y)$:

$$\langle T \rangle = (\langle \sigma^2(x, y) \rangle - \langle (\sigma'_{turb}(x, y))^2 \rangle) \frac{m_H}{k} \quad (2.10)$$

Le fait de faire plusieurs simulations pour chaque H/L nous permet d'explorer l'effet de la variance cosmique sur les résultats.

Le champ-test sur lequel nous avons appliqué cette méthode est présenté à la Fig.2.10. Les spectres à 21 cm sont très bien représentés par une somme de deux gaussiennes, ces deux composantes étant présentes sur tout le champ⁵. Les résultats de cette analyse, compilés dans la figure 2.11, montrent que dans ce champ très diffus, le HI est complètement dominé par du gaz chaud avec 2/3 de la densité de colonne dans une composante de type WNM et 1/3 dans une composante ayant une température thermiquement instable ($T \sim 2600$ K). Ces deux composantes ont des contrastes en densité $\sigma(n_{HI}) / \langle n_{HI} \rangle \sim 0.8$. Le WNM est trans-sonique ($M \sim 1$) avec un facteur de remplissage 10 fois supérieur au gaz thermiquement instable. La composante instable est clairement sous-sonique ($M \sim 0.3$) avec un rapport d'axe faible ($H/L \sim 1$) plus proche des propriétés du CNM que de celles du WNM.

Cette méthode ouvre une perspective intéressante concernant l'analyse des données HI puisqu'elle permet d'estimer directement à partir des observations en émission la contribution de la turbulence et donc d'estimer la température du gaz, en particulier celle du gaz chaud qui reste impossible à mesurer en absorption. Nous prévoyons de l'appliquer sur des observations à 21 cm de champs plus complexes.

2.4 Comparaison entre observations et simulations numériques

Plusieurs travaux basés sur la comparaison entre simulations numériques et observations ont été consacrées à l'étude des propriétés du milieu interstellaire à grande échelle (e.g., de Avillez & Breitschwerdt (2007)) ou à celles des nuages moléculaires (e.g., Mac Low & Klessen (2004)). Dans les deux cas on fait souvent l'hypothèse que la turbulence est supersonique et que le gaz est isotherme. Ce n'est que récemment que le HI bi-phasique fait l'objet de simulations numériques dédiées. Nous avons publié la première comparaison aux observations du HI basée sur des simulations 2D ayant pour objectif de décrire le milieu atomique bi-phasique et turbulent sur des échelles allant de quelques 0.01 pc à quelques 10 pc (Hennebelle et al., 2007). Ici le sacrifice d'une dimension spatiale est fait au bénéfice d'une meilleure description de la physique à petite échelle du HI.

⁵en fait nous montrons qu'un modèle à une seule composante ne peut pas reproduire à la fois les propriétés statistiques de $N_{HI}(r)$, $C(r)$ et $\sigma_{HI}(r)$ et la forme des spectres. Pour obtenir des spectres avec un coeur étroit et des ailes non-gaussiennes en considérant du gaz à une seule température (fixée par la largeur du coeur étroit), il est nécessaire d'avoir un niveau de turbulence tellement élevé qu'il produirait des fluctuations beaucoup trop fortes dans la carte de $C(r)$.

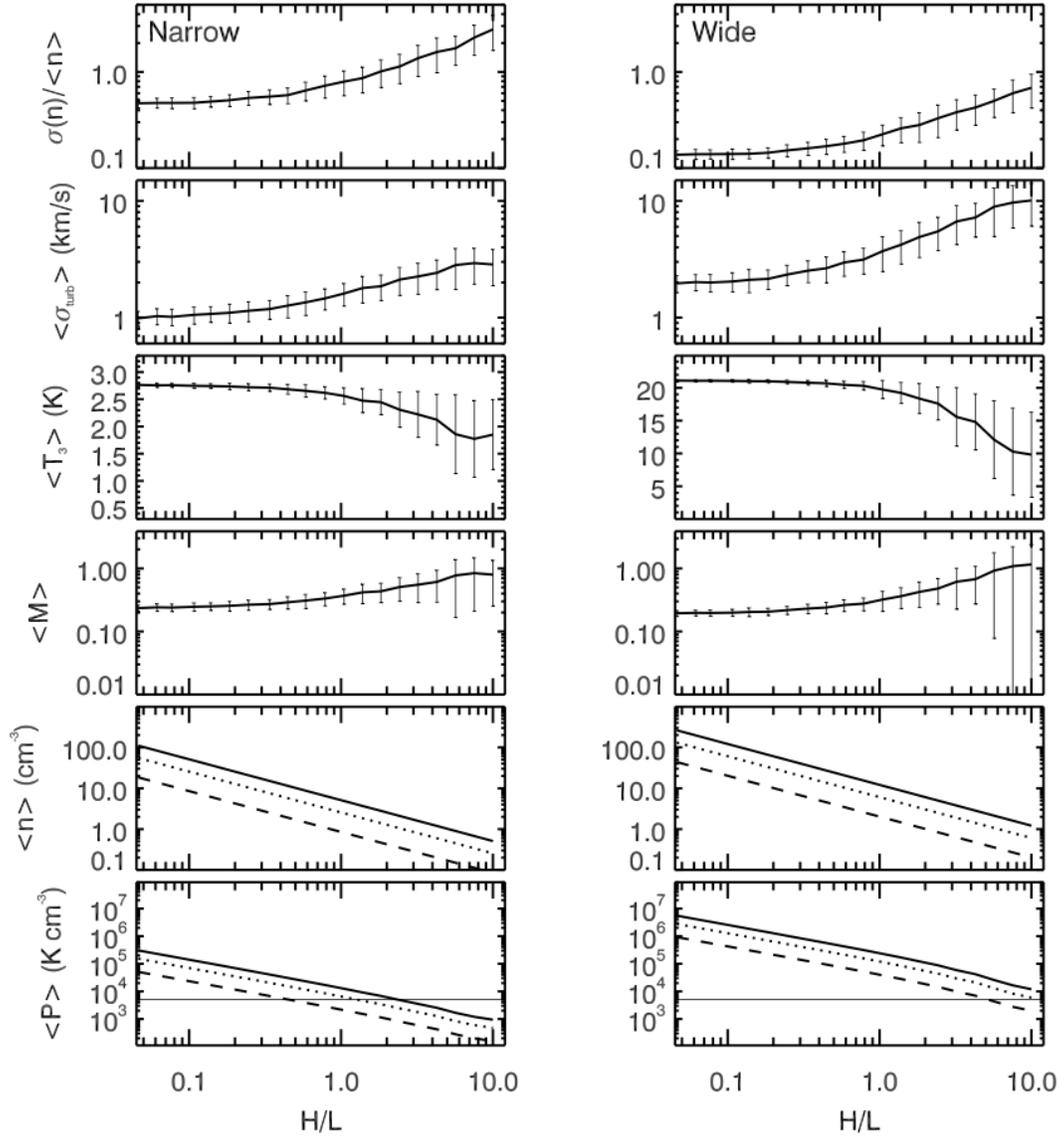


FIG. 2.11: Estimation des quantités physiques obtenue à partir des simulations Monte-Carlo reproduisant les propriétés statistiques des deux composantes du H I (largeur de raie étroite et large). Les résultats dépendent du rapport de la profondeur de la ligne de visée (H) sur la plus grande échelle physique observée sur le ciel (L). La densité et la pression dépendent également de la distance du nuage (contrairement aux autres quantités), ce qui explique les trois courbes pour $\langle n \rangle$ et $\langle P \rangle$ (75 pc (plein), 150 pc (pointillé) et 450 pc (tiret)). La ligne horizontale dans le diagramme du bas indique la pression typique du milieu diffus de 5000 K cm^{-3} . Figure tirée de Miville-Deschênes & Martin (2007).

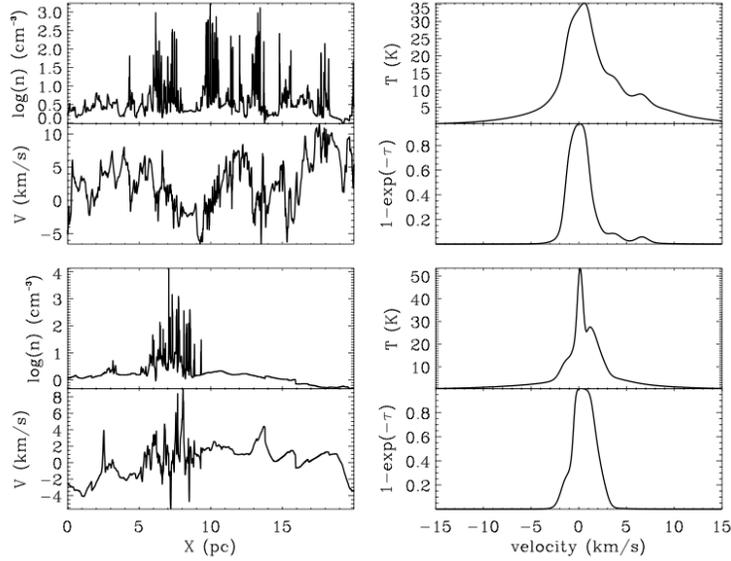


FIG. 2.12: La colonne de gauche donne la vitesse et la densité pour deux ligne de visée typique. La colonne de droite donne les spectres en émission et en absorption qui seraient observés. On remarque que la structure spectrale étroite des spectres à 21 cm est produite par un certain nombre de fluctuations de densité qui ne sont pas nécessairement connexes sur la ligne de visée. Figure tirée de Hennebelle et al. (2007).

La façon la plus directe de comparer les simulations numériques aux observations est probablement via la construction de spectres artificiels de l'émission à 21 cm. Pour chaque ligne de visée on utilise la densité, la vitesse et la température du gaz pour fabriquer le spectre HI qui serait observé, en tenant compte des effets de transfert. La Figure 2.12 présentent la densité et la vitesse le long de quatre ligne de visée typiques, ainsi que les spectres en émission et en absorption qui seraient observés. Ces spectres ont qualitativement toutes les propriétés des spectres observés, avec des structures étroites relativement peu complexes au centre de la raie, superposées à une structure spectrale plus large et lisse produite par le WNM.

On constate que, même si les spectres à 21 cm sont relativement lisses, la structure en densité et en vitesse le long de la ligne de visée est très fragmentée. Ceci est principalement du au fait que la dispersion de vitesse turbulente du milieu n'est pas (beaucoup) plus grande que la dispersion de vitesse thermique; lorsque le gaz est très supersonique, l'élargissement thermique qui lisse le spectre n'est pas suffisant et les fluctuations de vitesse de la turbulence deviennent très apparentes sur le spectre. Par ailleurs, une des conclusions de ce travail est que la dispersion de vitesse du CNM estimée à partir des spectres à 21 cm est plus grande que la dispersion de vitesse moyenne des structures CNM identifiées dans la simulations. C'est-à-dire qu'une fraction non-négligeable de la dispersion de vitesse mesurée provient des mouvements relatifs de structures CNM le long de la ligne de visée, ces mouvements relatifs étant couplés aux mouvements turbulents du WNM. Nous concluons que le nombre de Mach déduit des observations est plutôt représentatif de la dispersion de vitesse nuage-nuage que de la dispersion de vitesse interne des structures CNM.

Les résultats de cette première comparaison entre simulations numériques et observations du HI sont très encourageants. La simulation reproduit relativement bien les densités de colonne du CNM observées dans le milieu interstellaire très diffus ($N_{HI}^{CNM} \sim 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$). Ils démontrent également que la turbulence compressible couplée à l'instabilité thermique sont des acteurs crédibles pour la fabrication des structures denses et froides du CNM à partir du WNM. Il apparaît aussi clairement que l'efficacité de la création du CNM dépend directement du mécanisme et de l'amplitude de l'injection d'énergie. Dans ce cas-ci, la

turbulence est entretenue par un écoulement convergent.

Cette première étude laisse maintenant sa place à une comparaison plus détaillée conduite par Eléonore Saury. Son travail de thèse, que je dirige, consiste en effet à comparer les observations GBT et DRAO décrite à la section 2.3 et de nouvelles simulations 3D basées sur le même code (HERACLES) mais avec un forçage turbulent introduit à chaque pas de temps. Comme on peut l’apprécier sur la figure 2.13 ce nouveau cadre expérimental produit des simulations très réalistes.

2.5 Discussion

Les observations à 21 cm dans notre Galaxie (Miville-Deschênes et al., 2003a) et dans les nuages de Magellan (Elmegreen et al., 2001; Burkhart et al., 2010) semblent être en accord avec le fait que le HI diffus a les propriétés d’une turbulence sub-sonique ou trans-sonique ($\beta \sim -3.6$). Cette valeur pour le milieu atomique neutre et diffus est également ce qui est mesuré dans le milieu diffus ionisé (Armstrong et al., 1995). Par ailleurs, les estimations faites dans les nuages moléculaires avec CO (Stutzki et al., 1998; Bensch et al., 2001) et celles obtenues avec l’émission de la poussière (Gautier et al., 1992; Miville-Deschênes et al., 2007, 2010) donnent des exposants de l’ordre de $\beta = -2.9$. Par ailleurs Falgarone et al. (2007) montrent qu’une variation de β avec l’échelle semble se dégager lorsque les valeurs de plusieurs études sont compilées, avec $\beta \sim -2.5$ à des échelles de quelques pc et $\beta \sim -3.3$ à des échelles de l’ordre de 0.1 pc. Cette variation, qui n’est pas observée dans le cas du Polaris Flare (Miville-Deschênes et al., 2010), n’a pour l’instant pas une origine très claire. Il n’est pas exclu qu’elle soit le résultat d’effets d’opacité des raies de CO (Bensch et al., 2001) mais on peut également y voir une signature de la formation des structures denses à petite échelle dans un milieu diffus ayant des propriétés proches de la turbulence sub/trans-sonique (Falgarone et al., 2004).

L’interprétation habituelle de la pente du spectre de puissance de la densité de colonne (i.e., de la densité) est liée au nombre de Mach. Comme le montre Kim & Ryu (2005), la hausse du contraste en densité, associée à la hausse du nombre de Mach, aplatit le spectre de puissance de la densité. À $\text{Mach} \sim 1$ sa pente est compatible avec celle de Kolmogorov ($\beta = -3.66$) et elle est $\beta = -2.5$ pour $\text{Mach} \sim 10$. Ainsi la modification de la pente du spectre de puissance de la densité du gaz atomique vers les nuages moléculaires est compatible avec une modification du nombre de Mach, égal à 1 dans le HI et à 4 dans le gaz moléculaire.

Une façon similaire de contraindre le nombre de Mach du milieu interstellaire est d’étudier les moments d’ordre supérieur de la PDF de la densité de colonne, ou même de la distribution de la brillance dans l’infrarouge lointain et le submm (Brunt et al., 2010b,a). Dans le cadre de la turbulence isotherme et compressible on a montré qu’il existe en effet un lien entre le nombre de Mach et le contraste en densité⁶. Les analyses de simulations numériques indiquent que $\sigma(n)/\langle n \rangle = bM$ où b est entre 1/4 et 1 en fonction du type de forçage (Kowal et al., 2007; Kritsuk et al., 2007; Federrath et al., 2008). Cette relation est largement utilisée pour les modèles analytiques de la formation des étoiles (Hennebelle & Chabrier, 2009). Les simulations numériques montrent également qu’avec l’augmentation du nombre de Mach, la PDF de la densité de colonne s’éloigne de plus en plus d’une gaussienne pour devenir log-normale dans le cas supersonique (Passot & Vázquez-Semadeni, 1998; Nordlund & Padoan, 1999; Ostriker et al., 2001). Des études récentes ont montré que la densité de colonne des nuages moléculaires est bien décrite par une PDF log-normale (e.g., Lombardi et al. (2010)). Néanmoins il n’est pas encore clair si cette description s’applique au HI bi-phasique (Vázquez-Semadeni, 2009). Dans le cas d’un fluide bi-phasique on s’attend à observer une PDF de la densité bi-modale mais les simulations de Gazol et al. (2005) montrent qu’avec l’augmentation du nombre de Mach, la PDF de la densité du HI bi-stable devient presque unimodale avec une fraction significative de gaz thermiquement instable. Aucune étude observationnelle du HI n’a encore abordé ce sujet directement ; nous

⁶pour la même raison que le nombre de Mach est lié à l’indice du spectre de puissance de la densité

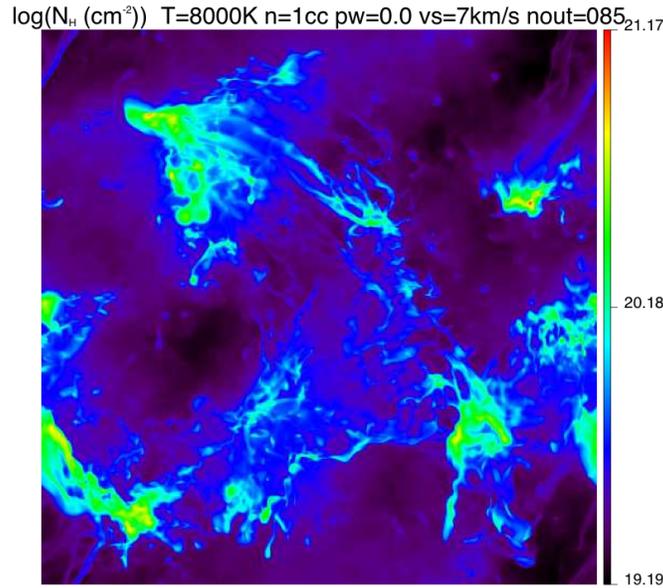


FIG. 2.13: Carte de densité de colonne du HI produite par une simulation HD incluant l'instabilité thermique. La taille physique du cube simulé est de 14 pc de côté. Les conditions initiales sont : un champ WNM de température constante ($T=8000$ K) et de densité constante ($n = 1 \text{ cm}^{-3}$). À chaque pas de temps de l'énergie turbulente est ajoutée dans le champ de vitesse seulement aux grandes échelles (deux premiers modes). Travail de thèse d'Éléonore Saury.

y travaillons dans le cadre de la thèse d'Éléonore Saury.

La vision qui se dégage des simulations numériques et de leur application à l'interprétation des observations est que les nuages moléculaires sont bien décrits par une turbulence compressible, isotherme et fortement supersonique. Cette conclusion est largement basée sur les propriétés statistiques de la densité de colonne et sur la largeur de raie supra-thermique des traceurs moléculaires.

Dans le cas du HI il est important de rappeler que les forts contrastes en densité, qui n'ont rien à voir avec la turbulence supersonique, sont naturellement produits par l'instabilité thermique. Par ailleurs les simulations de Hennebelle & Audit (2007); Hennebelle et al. (2007) montrent que la dispersion de vitesse d'une structure CNM est inférieure à 1 km/s, ce qui implique que la majorité des structures froides sont sous-soniques. Lorsqu'on intègre le long d'une ligne de visée, la dispersion de vitesse de la composante froide est plus grande puisqu'elle inclut la contribution des vitesses relatives des quelques structures CNM qui contribuent à l'émission, laissant croire que le CNM est légèrement supersonique, en accord avec les valeurs déduites des observations (voir Table 2.1). Il ne nous semble donc pas clair que les structures CNM soient intrinsèquement supersoniques comme le laisse entendre Heiles & Troland (2003b).

En fait il nous semble nécessaire de modifier notre conception du HI comme étant un milieu dont la structure et la dynamique sont dominées par la turbulence. Cette description est possiblement correcte pour le WNM mais, lorsqu'apparaissent les structures froides, le transfert d'énergie vers les petites échelles est modifié. Les contrastes en densité qui sont normalement transitoires dans le cas d'une turbulence compressible (les sur-densités se dilatent) ne le sont plus autant dans le cas du HI. En effet les sur-densités suffisamment grandes provoquent le passage vers le CNM, ce qui les rend stables à nouveau et prévient donc la dilatation. On est ainsi en présence d'un écoulement où la cascade turbulente, et donc le couplage entre les échelles, sont clairement modifiés aux échelles où les fluctuations de densité sont assez grandes pour provoquer le passage

WNM-CNM. On doit en conclure que la turbulence du HI est significativement différente de celle d'un fluide isotherme et supersonique. On peut également se demander quelle fraction de l'augmentation de structure à petite échelle observée dans le gaz dense est héritée des contrastes en densité produits par l'instabilité thermique du HI. Dans ce contexte, l'interprétation des propriétés statistiques de la densité de colonne des nuages moléculaires en terme de nombre de Mach pourrait ne pas être si simple.

Chapitre 3

Émission diffuse de l’infrarouge au millimétrique

3.1 Évolution des PAH interstellaires

Le satellite IRAS a révélé de manière spectaculaire la structure complexe du milieu interstellaire en captant l’émission de la poussière (Low et al., 1984) (voir Fig. 1.5). Les cirrus sont maintenant décrits comme un milieu hétérogène et turbulent, essentiellement constitué de gaz atomique (HI bi-stable : CNM et WNM) mais où une fraction notable de l’hydrogène peut être sous forme moléculaire lorsque la densité est suffisante. Dans les régions les plus denses de ce milieu diffus, la présence de gaz moléculaire est parfois révélée par l’émission de CO.

La corrélation entre l’émission du HI et l’extinction de la poussière a été identifiée très tôt par Lilley (1955) qui avait déjà déterminé que le rapport gaz/poussière en masse est ~ 100 dans le milieu interstellaire. Mais c’est avec IRAS et ensuite COBE que la corrélation entre l’émission de la poussière dans l’infrarouge, surtout à $100 \mu\text{m}$ et au-delà, et la densité de colonne du HI déduit des observations à 21 cm a été clairement établie (Boulanger & Perault, 1988; Boulanger et al., 1996). Des variations de cette corrélation ont été observées à plus courtes longueurs d’onde (Boulanger et al., 1990; Bernard et al., 1992; Boulanger et al., 1998), révélant des variations d’abondance significatives des plus petites particules de la distribution de taille, les PAHs et les VSGs (Désert et al., 1990b; Compiègne et al., 2011). Ces variations d’abondance par rapport aux plus gros grains ont été ensuite très largement mis en évidence avec ISO et Spitzer. J’ai contribué à plusieurs études permettant de décrire l’évolution des petites particules dans le milieu interstellaire en fonction de diverses conditions physiques, du milieu diffus aux coeurs proto-stellaires (Lefloch et al., 2001; Abergel et al., 2002; Lefloch et al., 2002; Miville-Deschênes et al., 2002a; Pagani et al., 2003, 2004; Abergel et al., 2005; Flagey et al., 2006, 2009). Ces études montrent que les propriétés des PAHs évoluent de manière significative en fonction des conditions dynamiques ou en présence d’un fort champ de rayonnement. En particulier nous avons contribué à mettre en évidence la disparition rapide des plus petites particules dans les régions denses, très probablement par effet de coagulation sur les gros grains (Abergel et al., 2002; Flagey et al., 2009). Nous avons également démontré l’impact des mouvements turbulents du gaz sur la distribution de taille des grains, et en particulier sur les PAHs dont l’abondance peut varier de manière importante par fragmentation des plus gros grains (Miville-Deschênes et al., 2002a).

Des observations satellitaires infrarouge des 25 dernières années émerge donc une description très dynamique de l’abondance des plus petites particules de poussière. Une modification notable de leurs propriétés est observée au moment de la transition HI-H₂ et l’on sait que les grains jouent plusieurs rôles importants

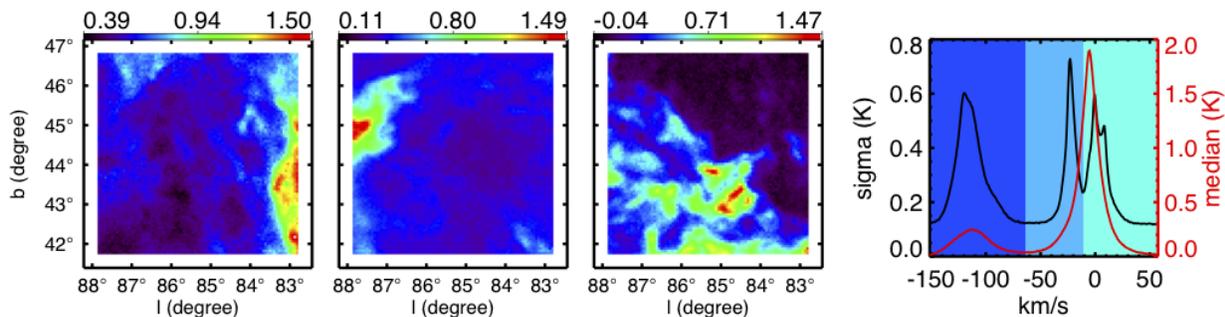


FIG. 3.1: *Champ N1* : cartes de densité de colonne (10^{20} cm^{-2}) des composantes locale, IVC et HVC (de gauche à droite). Le panneau de droite présente le spectre médian (rouge) et le spectre de la déviation standard (noir) du cube de données à 21 cm, utilisés pour identifier les canaux en vitesse de chaque composante, illustrés par les fonds de couleur.

dans la dynamique¹, le bilan thermique² et la chimie³. Par contre il n'est pas encore clair si la poussière joue un rôle dominant dans cette transition, ou pour être plus précis, si une modification locale des propriétés des grains (coagulation, fragmentation) peut favoriser ou non une transition de phase. Pour l'instant les échelles de temps sur lesquelles évolue la poussière ne sont pas bien connues et leur rôle dans l'évolution thermique de la matière n'a pas encore été modélisé.

Par la suite je ne décrirai pas plus en détail les résultats des travaux sur les PAHs auxquels j'ai contribué. Je m'attarderai plutôt sur les résultats que nous avons obtenus, notamment avec Planck, concernant les grains à l'autre extrémité de la distribution en taille : les gros grains qui sont à l'équilibre thermique avec le rayonnement interstellaire et qui composent la majeure partie de la masse de la poussière.

3.2 Planck

Le satellite Planck a été lancé avec succès le 14 mai 2009. Depuis, les premiers tests en opération montrent la santé des instruments et la qualité des données. L'extraction de toute l'information cosmologique des données est un défi majeur et sans commune mesure avec ce qui a été entrepris auparavant (e.g. WMAP) mais les performances de Planck procurent les plus grands espoirs concernant les objectifs scientifiques ambitieux qui sont à l'origine de l'élaboration de la mission, autant du point de vue de la cosmologie que du milieu interstellaire.

Le principal obstacle qui limite la précision de la cartographie de l'émission du CMB sur le ciel entier est le fait qu'elle se superpose à l'émission provenant du milieu interstellaire de notre propre galaxie. Le parti pris de Planck a été de ne pas concentrer tous les détecteurs aux fréquences où le CMB est le plus fort mais d'étendre le domaine spectral vers des fréquences où l'émission galactique est dominante, spécifiquement pour être en mesure de mieux la comprendre et ainsi d'optimiser sa soustraction. Par ce fait même, Planck est un projet majeur pour l'étude du milieu interstellaire de la Voie Lactée puisqu'il fournit des cartes du ciel complet dans un domaine de fréquences pratiquement vierge pour l'astrophysique galactique. Avec sa grande couverture spectrale, Planck détecte l'émission de la poussière interstellaire, l'émission des électrons libres (rayonnement de freinage) situés dans les régions les plus chaudes du milieu interstellaire et l'émission des

¹couplage du gaz avec le champ magnétique

²principal agent du chauffage du milieu diffus par l'effet photo-électrique sur les PAHs

³la formation de H_2 se fait surtout sur les petits grains qui dominent la surface réactive

rayons cosmiques spiralant autour des lignes du champ magnétique galactique (rayonnement synchrotron). La combinaison de ces émissions permet d’avoir une vue détaillée du milieu interstellaire, révélant divers aspects de l’évolution de la matière interstellaire qui mènent à la formation des étoiles.

Parce que Planck est équipé de filtres polariseurs, il permet aussi pour la première fois de sonder la structure du champ magnétique dans le milieu interstellaire. Cette avancée est majeure : le champ magnétique joue un rôle indéniable dans l’organisation et la dynamique de la matière interstellaire. C’est l’ingrédient majeur de la physique du milieu interstellaire pour lequel nous avons, de loin, le moins d’information pour l’instant. Planck révolutionnera cet aspect de l’astrophysique en fournissant une carte complète de la structure du champ magnétique projetée sur le ciel.

3.3 Poussière à hautes latitudes galactiques

Avec Planck il est maintenant possible d’étendre le travail fait sur les PAH et les VSG aux plus gros grains qui dominent l’émission diffuse galactique dans le domaine submm. Étant donné que la majorité de la masse de la poussière est dans cette population de grains, leur émission sert de traceur de la densité de colonne totale de la matière, peu importe la phase dans laquelle se trouve le gaz. Les variations du spectre d’émission des gros grains permettent également d’étudier l’évolution de la matière solide dans l’espace, et entre autres, de tester les hypothèses sur la fragmentation et la coagulation des grains qui découlent des variations d’abondance importantes des PAHs/VSGs observées dans l’infrarouge proche et moyen.

Mon travail se concentre sur le milieu interstellaire diffus à haute latitude galactique, là où les effets causés par l’opacité de la raie à 21 cm, par des variations locales du champ de rayonnement ou la présence de gaz moléculaire jouent un rôle beaucoup moins important sur la détermination de la corrélation gaz-poussière que dans les lignes de visée complexes plus près du plan galactique. Dans cette section je décris surtout le travail effectué récemment (Planck Collaboration, 2011b) et qui traite de la comparaison des données Planck avec des données à 21 cm obtenues dans le cadre d’un projet ambitieux de cartographie au GBT de plusieurs régions à haute latitude, projet auquel je participe activement depuis plusieurs années.

3.3.1 Corrélation gaz-poussière

La méthodologie de cette analyse (Planck Collaboration, 2011b) consiste à estimer la densité spectrale d’énergie (DSE) de la poussière à haute latitude galactique à partir de la corrélation des données IRAS (60 et 100 μm - 5000 et 3000 GHz) et Planck (350, 550 et 850 μm - 857, 545 et 353 GHz) avec la densité de colonne du HI déduite des observations à 21 cm. Cette étude a été faite sur 14 champs à haute latitude de taille allant de 26.4 à 146.5 degrés carrés pour un total de 825 degrés carrés.

L’information en vitesse des observations à 21 cm nous permet d’évaluer la carte de la densité de colonne provenant du milieu interstellaire proche (nuage à basse vitesse), des nuages du halo galactique (nuages à vitesse intermédiaire et à haute vitesse - voir §3.4). La figure 3.1 présente un exemple des cartes de densité de colonne du HI pour un des champs les plus diffus de notre échantillon, le champ N1.

La DSE de la poussière est estimée par corrélation multi-variée des observations IRAS/Planck $I_\nu(x, y)$ avec les cartes de densité de colonne des composantes HI $N_{HI}^i(x, y)$:

$$I_\nu(x, y) = \sum_{i=1}^3 \epsilon_\nu^i N_{HI}^i(x, y) + Z_\nu. \quad (3.1)$$

La figure 3.2 présente deux exemples (les champs N1 et Spider) avec les cartes IRAS et Planck, le modèle d’émission reconstruit à partir des données HI (i.e. $\sum_{i=1}^3 \epsilon_\nu^i N_{HI}^i(x, y)$) ainsi que la carte du résidu lorsque le modèle HI est soustrait des données IRAS et Planck.

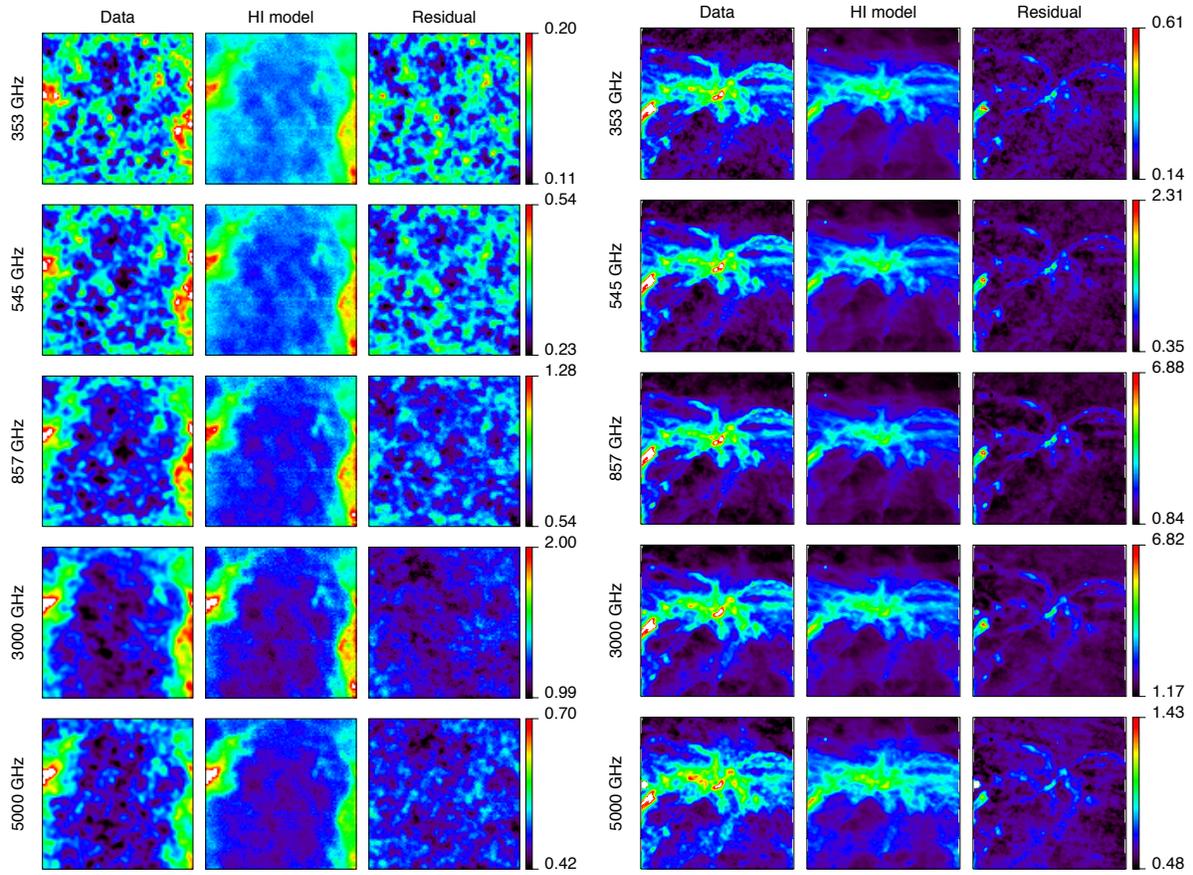


FIG. 3.2: Exemple de l'analyse effectuée dans Planck Collaboration (2011b) pour deux champs : N1 (moitié gauche) et SPIDER (moitié droite). Pour chaque champ, on montre les données IRAS et Planck (colonne de gauche), le modèle basé sur la reconstruction des données à 21 cm (colonne centrale) et le résidu une fois le modèle du H1 soustrait des données (colonne de droite). Toutes les cartes sont en MJy/sr et la dynamique est la même pour les trois cartes à une fréquence donnée.

3.3.2 Le fond infrarouge cosmologique

Un premier résultat marquant, visible directement sur le section de gauche de la figure 3.2, est que l'émission de 353 à 5000 GHz (60 à 850 μm) des champs diffus (le champs N1 dans ce cas-ci) est très bien modélisée par le HI. Nous constatons que dans les champs dont la densité de colonne moyenne est inférieure à $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, la soustraction du modèle d'émission basé sur les cartes de densité de colonne du HI laisse un résidu normalement distribué, ce qui implique que la majorité du gaz est sous forme atomique neutre dans ces régions. Les fluctuations résiduelles, dont la dispersion est plus de 10 fois supérieur à ce qu'on attend du bruit de mesure, sont celles du fond infrarouge extra-galactique (CIB - Cosmic Infrared Background) qui est le produit de l'émission intégrée des galaxies non résolues. La structure de ce fond révélée ici par Planck, tirant profit de la corrélation gaz-poussière et de l'estimation de l'émissivité des différents nuages sur la ligne de visée, a fait l'objet d'une étude détaillée par Planck Collaboration (2011d).

Ce travail fait écho à des études précédentes auxquelles j'ai contribué, dans lesquelles, en utilisant les propriétés statistiques différentes de l'émission interstellaire (k^{-3}) et des fluctuations du CIB (k^{-1} et k^0), nous avons pu les séparer au niveau du spectre de puissance de régions diffuses observées dans l'infrarouge avec IRAS (Miville-Deschênes et al., 2002b) et Spitzer (Lagache et al., 2007). Ces études du spectre de puissance des fluctuations du CIB, qui se poursuivent maintenant avec Planck et Herschel, apportent des contraintes nouvelles, originales et intéressantes sur l'histoire de la formation des galaxies dans l'Univers (voir Lagache et al. (2005)).

3.3.3 La transition HI-H₂

Plusieurs études comparant les données IRAS et COBE à des observations à 21 cm ont mis en évidence la très forte corrélation entre l'émission de la poussière dans l'infrarouge-submm et l'émission intégrée à 21 cm (Boulanger & Perault, 1988; Joncas et al., 1992; Jones et al., 1995; Boulanger et al., 1996; Arendt et al., 1998; Reach & Boulanger, 1998; Lockman & Condon, 2005; Miville-Deschênes et al., 2005). En particulier, Boulanger et al. (1996) a étudié cette relation sur une très grande fraction du ciel à haute latitude galactique. Ils trouvent une très bonne corrélation pour des $N_{HI} < 4.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. À plus grande densité de colonne, l'émission de la poussière est systématiquement supérieure à l'extrapolation de la corrélation. Ce seuil en densité de colonne à partir duquel la corrélation n'est plus valable semble varier d'une région à l'autre (Arendt et al. (1998); Reach & Boulanger (1998) trouvent de seuils allant de 1.5 à $5.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$). Cet excès d'émission infrarouge-submm par rapport au modèle du HI est également observé par Planck Collaboration (2011b) dans les champs ayant une densité de colonne moyenne supérieure à $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (voir la section droite de la figure 3.2).

Une partie de cet excès peut s'expliquer par l'opacité non-nulle de la raie à 21 cm dont l'effet est de sous-estimer systématiquement la densité de colonne du HI lorsqu'on fait l'hypothèse que la raie est optiquement mince. Nous avons vérifié que pour les champs diffus étudiés ici, cet effet n'est que de quelques pour-cents. La majorité de l'excès infrarouge-submm est attribuable à la présence de poussière associée à de l'hydrogène moléculaire ou ionisé⁴. La poussière associée au gaz ionisé (WIM) ne semble pas être une contribution significative à l'émission infrarouge-submm; le résidu dans les champs de faible densité de colonne a des propriétés statistiques qui ne sont pas typiques des émissions interstellaires (PDF gaussienne, spectre de puissance en k^{-1}) mais en accord complet avec les fluctuations du CIB.

On attribue donc cet excès à la présence de gaz moléculaire, puisqu'il apparaît à des densités de colonne du HI qui sont en accord avec les conditions physiques nécessaires pour la formation de H₂ (opacité et densité suffisantes pour atteindre un taux de formation de H₂ supérieure au taux de photo-dissociation). Cette

⁴comme l'émission de la poussière trace la totalité de la densité de colonne de la matière, si une fraction significative de l'hydrogène n'est pas sous forme atomique neutre, on observera un excès d'émission de la poussière par rapport au HI.

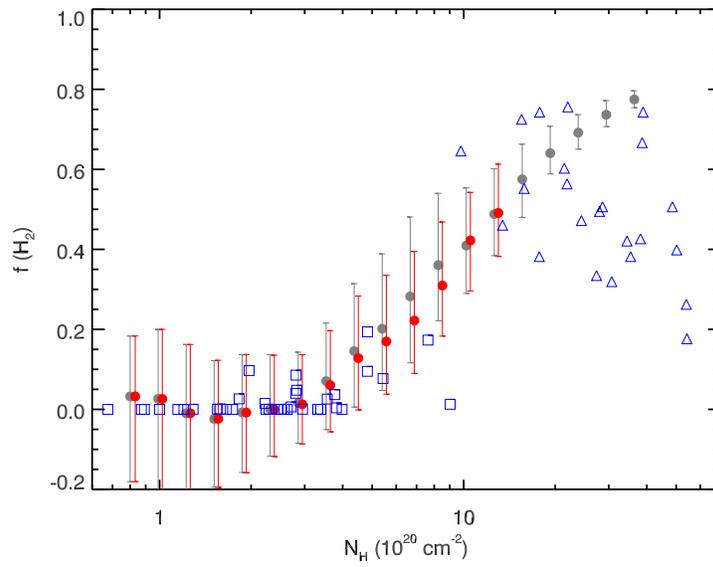


FIG. 3.3: Figure tirée de Planck Collaboration (2011b) présentant la fraction de gaz moléculaire. Pour chaque pixel des 825 degrés carrés utilisés dans cette analyse, la densité de colonne d'hydrogène totale (N_H) est déduite de l'émission de la poussière et considérant les émissivités ϵ (en $\text{MJy/sr}/10^{20} \text{ cm}^{-2}$) estimées sur chaque champs. La fraction de gaz moléculaire est $f(\text{H}_2) = (N_H - N_{\text{HI}})/N_H$, où N_{HI} est estimé pour chaque pixel à l'aide des observations GBT. Les valeurs de $f(\text{H}_2)$ sont ensuite compilées dans des intervalles espacés logarithmiquement. Les points en gris représentent la moyenne dans chaque intervalle, la barre d'erreur représentant la variance des points. Les points en rouge donnent les valeurs obtenues lorsqu'on ne sélectionne que les pixels où CO n'a pas été détecté dans les données de Dame et al. (2001). Les points en bleus représentent les valeurs de $f(\text{H}_2)$ déduites de mesures dans l'UV par Gillmon et al. (2006); Wakker (2006); Rachford et al. (2002, 2009).

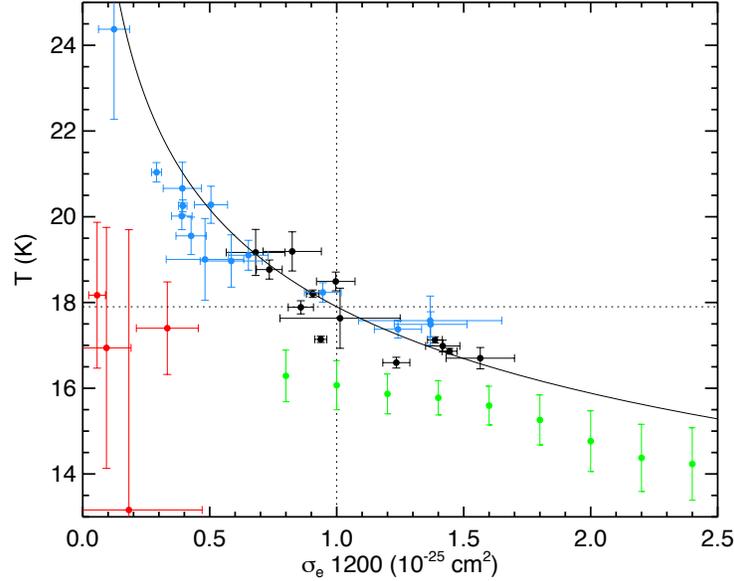


FIG. 3.4: Température de la poussière en fonction de sa section efficace d’émission, estimées à partir de l’ajustement d’un corps gris ($\beta = 1.8$); noir : gaz à basse vitesse, bleu : IVC et rouge : HVC. Les points en verts représentent les valeurs obtenues dans le nuage du Taureau par Planck Collaboration (2011e). La ligne pleine représente les valeurs attendue de (T, σ_e) dans le cas d’une énergie émise constante en accord avec les valeurs de référence pour le milieu diffus ($\sigma_e = 1 \times 10^{-25} \text{ cm}^{-2}$ et $T = 17.9 \text{ K}$). Figure tirée de Planck Collaboration (2011b).

interprétation est également en accord avec les mesures faites dans l’UV (Savage et al., 1977; Gillmon et al., 2006) qui montrent la présence de H_2 en absorption à partir de densité de colonne $N_H = 3 - 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. La figure 3.3, tirée de Planck Collaboration (2011b), présente la fraction de gaz moléculaire estimée à partir de l’émission de la poussière dans les 14 champs GBT. L’estimation de la fraction moléculaire est en parfait accord avec les mesures UV, confortant l’hypothèse que les excès d’émission infrarouge-submm observés ici tracent la présence de gaz moléculaire même s’ils ne correspondent pas toujours à des régions où de l’émission CO a été détectée. Le champ SPIDER (voir Fig. 3.2) est un bon exemple d’un cirrus où CO n’est pas détecté (Barriault et al., 2010) mais où l’on observe un excès ayant une structure cohérente faite de filaments. Dans certains champs étudiés ici, la masse moléculaire peut atteindre 40% de la masse totale. En moyenne elle est de 10%. Ces valeurs sont représentatives de ce que trouve Planck Collaboration (2011a) dans une analyse similaire faite sur le ciel entier à haute latitude galactique.

3.3.4 Évolution des gros grains dans le milieu diffus

L’analyse présentée dans Planck Collaboration (2011b) montre que le spectre d’émission de la poussière à haute latitude galactique est compatible avec celui mesuré par FIRAS. Ce spectre est bien représenté par un seul corps gris :

$$\epsilon_\nu = \frac{I_\nu}{N_{HI}} = \sigma_e(\nu) B_\nu(T) \quad (3.2)$$

où la section efficace d’émission est

$$\sigma_e(\nu) = \mu m_H \kappa_0 (\nu/\nu_0)^\beta \quad (3.3)$$

et où κ_0 est l'opacité de la poussière à une fréquence de référence ν_0 . La section efficace d'émission est aussi $\sigma_e(\nu) = \tau_\nu/N_{HI}$ où la profondeur optique τ_ν à la fréquence ν est

$$\tau_\nu = \frac{I_\nu}{B_\nu(T)}. \quad (3.4)$$

Dans Planck Collaboration (2011b) nous concluons que le spectre FIRAS à haute latitude et les données Planck des champs observés au GBT sont compatibles avec $T = 17.9$ K et $\beta = 1.8$.

Un des résultats marquants de cette étude est que malgré le fait qu'en moyenne les DSE déduites des données Planck/IRAS soient compatibles avec le spectre FIRAS moyenné sur une grande partie du ciel à haute latitude, on observe des variations significatives de la forme de la DSE d'un champ à l'autre et entre les différents groupes de nuages. De plus on note que les changements de forme des DSE ne s'accompagnent pas d'un changement significatif de l'énergie totale par H émise par la poussière

$$E = \int \epsilon_\nu d\nu. \quad (3.5)$$

Cette analyse montre en effet que E (en W/H), équivalent à l'énergie absorbée par H, varie très peu (moins de 20% à 1σ) d'un champ à l'autre et même entre les nuages à basse vitesse et ceux à vitesse intermédiaire.

La conclusion à laquelle nous arrivons est donc que les variations de forme des DSE ne peuvent pas s'expliquer par des variations de la température d'équilibre des grains causées par des variations de l'intensité du champ de rayonnement. Si c'était le cas, on observerait une corrélation entre la température d'équilibre des grains et l'énergie émise ($E = \sigma T^{4+\beta}$). Ces variations peuvent s'expliquer par une anti-corrélation entre la température d'équilibre des grains et la section efficace d'émission (voir figure 3.4). Cette anti-corrélation apparaît naturellement dans un scénario d'évolution des grains ; un changement de la structure ou de la composition d'un grain qui a un impact sur la section efficace d'émission, sans affecter autant la section efficace d'absorption, induira automatiquement un changement dans la température d'équilibre du grain. En d'autres termes, pour une intensité du champ de rayonnement donné et pour une section efficace d'absorption fixée, un grain plus émissif aura une température d'équilibre plus basse (i.e., il émet plus efficacement et donc se stabilise à une température plus basse). C'est notre interprétation de la figure 3.4 qui implique que les données Planck sont en accord avec une variation du rapport entre la section efficace d'émission et la section efficace d'absorption. Le même effet est également observé dans le nuage du Taureau par Stepnik et al. (2003) et plus récemment par Planck Collaboration (2011e) (les points en vert dans la figure 3.4). Ces résultats sont également compatibles avec les variations de couleurs 60/100/160 μm observées dans les cirrus par Bot et al. (2009).

Ces résultats sont aussi en accord avec le travail de Voshchinnikov et al. (2006) qui montrent qu'une augmentation de la porosité des grains (résultant de la coagulation de plus petits grains) modifie significativement leurs propriétés optiques. Une augmentation de la porosité produirait une diminution de la température d'équilibre des grains jusqu'à 15%. Les variations (1σ) de température d'équilibre observées ici ne sont que de 5% dans les nuages à basse vitesse et de 9% dans les nuages à vitesse intermédiaire.

3.4 Les nuages du halo galactique

Les nuages interstellaires diffus observés à haute latitude sont majoritairement situés dans le voisinage du Soleil, mais une fraction notable de l'émission provient de nuages situés dans le halo de notre Galaxie, voire au-delà. En effet, depuis la détection de raie d'absorption à des vitesses interdites par la courbe de rotation de la Galaxie dans les années 50, nous savons qu'il existe du gaz neutre dans le halo de la Voie Lactée. Certains de ces nuages éloignés font partie de la circulation de la matière du disque vers le halo associée à la

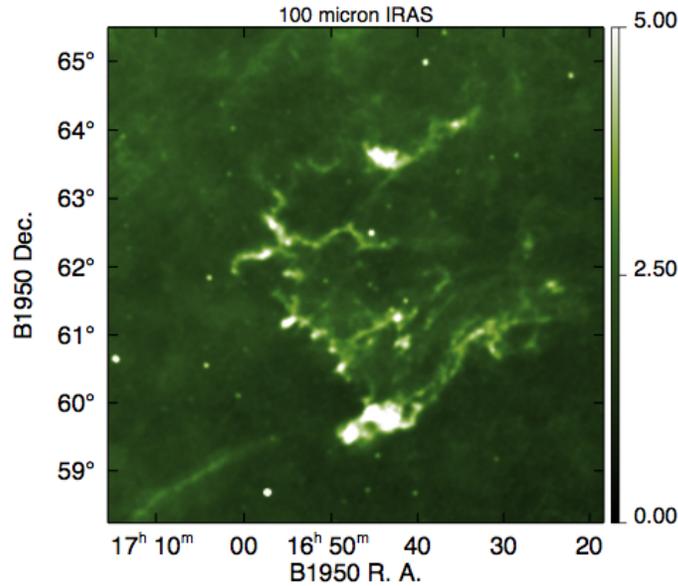


FIG. 3.5: La nébuleuse Draco à 100 micron (IRAS).

formation d'étoiles (la fontaine galactique)⁵ mais d'autres tombent vers la Galaxie directement de l'espace intergalactique. Ces nuages ont une histoire dynamique et chimique très différente, ce qui nous permet d'explorer les mécanismes d'évolution de la poussière mais plus généralement la formation et l'évolution des galaxies.

Que les nuages HI du halo galactique soient éjectés du disque ou formés par la condensation du gaz chaud du halo, ils nous offrent la possibilité d'étudier le gaz atomique neutre et l'instabilité thermique dans des conditions physiques différentes de celles du HI du disque. Contrairement au HI du disque, les conditions dynamiques du HI du halo sont largement dominées par le choc qui a lieu soit au moment de l'éjection du gaz vers le halo, soit au moment de son interaction avec celui plus dense du disque lorsqu'il revient vers le disque. Le choc induit par la différence de vitesse produit une augmentation significative de la densité et un refroidissement du HI. Les simulations numériques de Audit & Hennebelle (2005) montrent très bien que la compression du HI est un mécanisme efficace de formation du gaz dense via l'instabilité thermique. Contrairement au HI du disque, la dynamique de ces nuages n'est donc probablement pas dominée par une cascade turbulente magnétique induite par une injection d'énergie à grande échelle mais par une dynamique de choc.

3.4.1 Nuages à vitesse intermédiaire

Les nuages du halo galactique sont généralement identifiés parce qu'ils sont à des vitesses interdites par la courbe de rotation de la galaxie. Ils ont été historiquement divisés en deux catégories, les nuages à vitesse intermédiaire (IVC) et les nuages à haute vitesse (HVC), sans aucune base physique mais simplement sur la base de leur vitesse (Wesseliuss & Fejes, 1973). Les IVCs ont une vitesse en excès par rapport à ce que permet

⁵Concernant le HI, la fontaine galactique englobe deux concepts bien différents. La nature du gaz HI associé à la circulation disque-halo peut être soit 1) des nuages neutres formés par le refroidissement et la condensation du gaz chaud qui a été expulsé du disque par l'activité stellaire (Shapiro & Field, 1976), soit 2) des nuages neutres formés dans les coquilles denses des superbules et ensuite propulsés dans le halo.

la rotation galactique sans toutefois dépasser $|v_{l,sr}| = 100 \text{ km s}^{-1}$, vitesse à laquelle commence le domaine des HVCs.

Les IVCs sont observés à 21 cm (Stark et al., 1994; Kuntz & Danly, 1996; Mohan et al., 2004; Wakker, 2004; Haud, 2008) ou en absorption dans le UV (Spitzer & Fitzpatrick, 1993, 1995; Sembach & Savage, 1996; Fitzpatrick & Spitzer, 1997; Richter et al., 2001; Wakker, 2001; Richter et al., 2003). Certains sont visibles à 60 et 100 μm dans les données IRAS (Desert et al., 1990a; Deul & Burton, 1990; Herbstmeier et al., 1993; Weiß et al., 1999) et quelques-uns ont été détectés en CO (Mebold et al., 1985; Magnani & Smith, 2010).

Les IVCs ont des distances au disque entre 200 et 2000 pc (Clarke et al., 1999; Wakker, 2001), ils ont une structure très grumeleuse ("*clumpy*" - voir Herbstmeier et al. (1993); Weiß et al. (1999)) tout en étant organisés en complexes cohérents à grande échelle (Kuntz & Danly, 1996). Leur métallicité est dans l'intervalle 0.5-2 solaire (Wakker, 2001). En comparant l'émission et l'absorption du HI, Stark et al. (1994) affirment que les profils observés portent la signature d'interactions de choc entre du gaz local et du gaz à grande vitesse plongeant vers le disque galactique. La nébuleuse Draco présentée à la figure 3.5 est un exemple extrême de l'aspect condensé et contrasté des IVCs.

Des travaux récents (Lockman, 2002; Stil et al., 2006; Ford et al., 2008; Dedes & Kalberla, 2010; Begum et al., 2010b; Ford et al., 2010) ont démontré l'existence d'une population de nuages HI compacts situés à l'interface entre le disque et le halo avec une distribution en nombre qui décroît du disque jusqu'à quelques kpc au-dessus du disque (la distance médiane au plan est ~ 600 pc) et avec des vitesses suivant la rotation galactique. L'abondance de ces nuages semble être liée à la quantité de matière dans le disque avec un plus grand nombre au-dessus des bras spiraux. La masse, le rayon et la densité médiane de ces nuages sont $700 M_{\odot}$, 28 pc et 0.3 cm^{-3} (Ford et al., 2010). Les raies d'émission à 21 cm indiquent des températures inférieures à 1000 K et le rapport masse sur largeur de raie indique qu'ils ne sont clairement pas auto-gravitants. Ces nuages, qui pourraient contenir une fraction importante de la masse totale du HI du halo, sont très probablement associés à la circulation disque-halo et pourraient être produits dans l'expansion des superbulles vers le halo. Il n'est pas clair si ces nuages compacts forment une population physiquement distincte des IVCs (Begum et al., 2010b).

La décomposition en vitesse des données GBT effectuée dans Planck Collaboration (2011b) nous a permis d'estimer les propriétés du spectre d'émission de la poussière des IVCs présents dans les 14 champs étudiés. Comparativement aux propriétés de la poussière dans le gaz à basse vitesse (i.e., le milieu interstellaire local), la poussière dans les IVCs a une température plus élevée ($T \sim 20$ K), une section efficace d'émission plus basse et une abondance relative des VSGs 4 fois plus grande. Cette dernière propriété, contrainte par l'émission à 60 μm , est semblable aux résultats de Deul & Burton (1990). En général, les propriétés de la poussière décrites ici sont en accord avec un scénario de fragmentation des grains associée à la dynamique de choc de la fontaine galactique. On notera par ailleurs que la section efficace d'émission (par H) de la poussière est de l'ordre d'un facteur 2 plus petit que ce qui est observé dans le milieu interstellaire local. Cette diminution peut s'expliquer par une réduction d'un facteur 2 de la masse de la poussière dans les gros grains, elle peut aussi s'expliquer par une modification de la structure des grains (perte de porosité). Cette deuxième hypothèse est en accord avec les mesures dans l'UV de Sembach & Savage (1996) qui affirment qu'il y a très peu de variation des abondances des éléments en phase gazeuse dans les nuages du halo, ce qui indique que le coeur des grains de poussière est difficile à détruire complètement dans le processus de circulation du gaz du disque vers le halo.

3.4.2 Les nuages à haute vitesse

Des objets mystérieux

Les nuages à haute vitesse, qui ont des écarts de plus de 100 km s^{-1} par rapport aux vitesses autorisées par

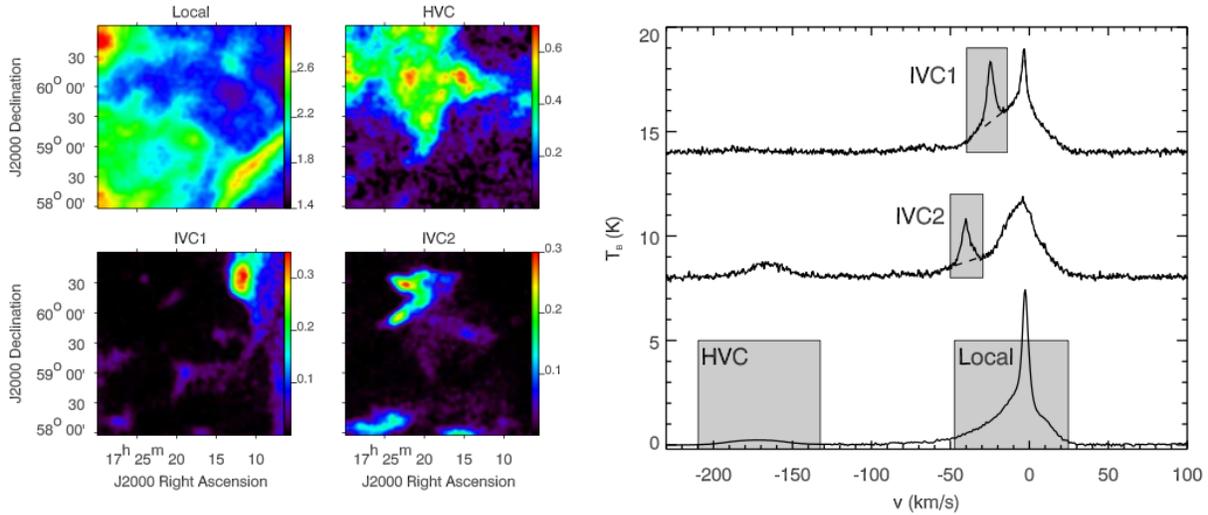


FIG. 3.6: Illustration de la décomposition des données de spectro-imagerie à 21 cm obtenues au Green Bank Telescope (GBT). **Gauche** : carte de la densité de colonne de chaque composante (en unité de 10^{20} cm^{-2}). **Droite** : spectres typiques indiquant les différentes composantes observées (le gaz local, deux Intermediate Velocity Clouds (IVC) et le HVC).

la rotation galactique, sont des objets dont la nature n'est pas encore clairement établie. Les HVCs, visibles sur approximativement 30% du ciel, ont des tailles angulaires très variables, de 1 à 2000 degrés carrés. Ils sont observés à 21 cm, en $\text{H}\alpha$ (Wakker et al., 1997) et en absorption dans l'UV pour plusieurs éléments incluant O VI (Savage & Sembach, 1996; Sembach et al., 2003). De ces mesures on estime la métallicité des HVCs entre 0.1 et 0.5 la valeur solaire, leur distance à plus de 5 kpc et leur masse à plus de $10^6 M_{\odot}$ (Wakker, 2001). Les HVCs observés autour d'autres galaxies donnent une idée de leur distribution spatiale dans le halo de notre galaxie; dans le cas de M31 les HVCs sont observés dans un rayon de 60 kpc (Thilker et al., 2004). Les observations montrent également que le HI des HVCs est bi-phasique avec des raies indiquant une température cinétique parfois très basse (45-50 K) pour la composante froide. La structure, plus contrastée que dans le milieu interstellaire, s'accompagne souvent d'une queue cométaire indiquant une interaction dynamique avec le gaz chaud du halo et une chute probable vers le disque galactique.

La faible métallicité des HVCs semble indiquer qu'ils n'ont pas été éjectés récemment de la Voie Lactée. Ils ne feraient donc pas partie de la fontaine galactique. S'agit-il de condensations froides formées par instabilité thermique dans le gaz coronal galactique, d'accrétion de gaz inter-galactique, de résidus de la formation galactique ou est-ce le résultat d'une interaction de marée avec les nuages de Magellan? Nos connaissances actuelles des HVC ne permettent d'exclure aucune de ces hypothèses. Par contre il est fort probable qu'ils jouent un rôle important dans l'écologie de notre galaxie. En effet Les modèles de l'évolution chimique de la Voie Lactée indiquent que $1 M_{\odot}$ par année de gaz de faible métallicité doit être injecté pour expliquer la métallicité des étoiles G et K dans l'environnement du Soleil (Fenner & Gibson, 2003) et pour soutenir l'activité de formation d'étoiles. Les HVCs pourraient très bien être cette source de matière nouvelle.

Poussière dans les HVCs

Jusqu'à récemment, l'émission de la poussière de ces nuages n'avait pas été détectée (Wakker & Boulanger, 1986; Fong et al., 1987; Bates et al., 1988). Cette émission est extrêmement faible dans l'infrarouge étant donné la faible abondance des grains (proportionnelle à la métallicité) et la faible intensité du champ de rayonnement (puisque loin du disque galactique), nécessaire pour chauffer les grains. En effectuant l'analyse

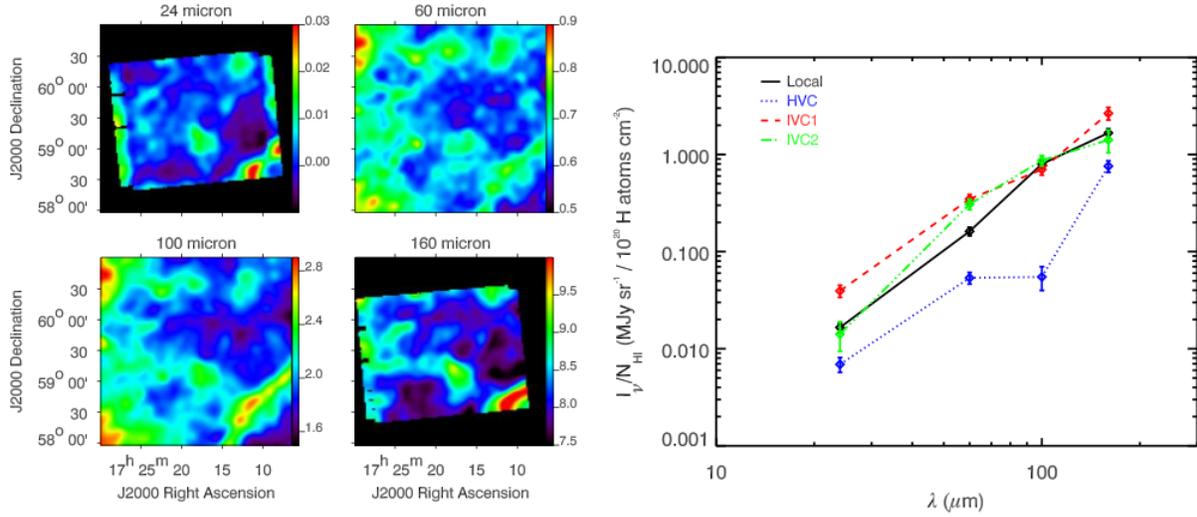


FIG. 3.7: **Gauche** : cartes infrarouge du champ Spitzer XFLS. Les données à 24 et 160 micron sont des observations Spitzer. Les données à 60 et 100 micron proviennent d'IRAS (IRIS). Les cartes ont été ramenées à la résolution du GBT (9 arcmin). **Droite** : Spectre de la corrélation infrarouge-HI pour chaque composantes.

de données Spitzer d'un champ très diffus à haute latitude galactique nous avons mis en évidence cette émission pour la première fois à 24, 60, 100 et 160 μm (Miville-Deschênes et al., 2005) (voir figures 3.6 et 3.7). Cette étude révèle que la température des gros grains déduite est de l'ordre de 10 K, ce qui est en accord avec la grande distance du Complexe C, le HVC étudié ici. Par contre le rapport entre l'intensité observée et la densité de colonne du HI de ce HVC est significativement plus élevé que ce que prévoit les modèles étant donné une métallicité de 0.2-0.3 (Collins et al., 2007), indiquant que la densité de colonne de gaz pourrait être 5 fois plus grande que ce qui est déduit des observations du HI et du gaz ionisé. Ces résultats suggèrent la présence de gaz moléculaire (H_2) spatialement corrélé au HI, même si l'observation de CO ou de H_2 en absorption n'a pas donné de résultat concluant (Wakker et al., 1997; Wakker, 2006; Dessauges-Zavadsky et al., 2007). Ce travail ouvre des perspectives intéressantes concernant les propriétés de la matière noire baryonique dans les galaxies (Pfenniger & Combes, 1994; Pfenniger et al., 1994)

Tout comme pour les IVCs, la décomposition en vitesse des données GBT effectuée dans Planck Collaboration (2011b) nous a permis d'estimer l'émission de la poussière des HVCs. Dans les 14 champs étudiés, seulement 7 ont $\langle N_{\text{HI}}^{\text{HVC}} \rangle > 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Les émissivités des HVCs trouvées ici sont similaires à celles de Miville-Deschênes et al. (2005), de 3 à 10 fois inférieures à celles du milieu interstellaire diffus, en accord avec la faible métallicité des HVCs. Par contre, contrairement à Miville-Deschênes et al. (2005), nous avons effectué une estimation plus réaliste de l'incertitude sur les émissivités à l'aide de simulations Monte-Carlo qui tiennent compte des fluctuations du CIB comme source de bruit. Cette estimation montre que les détections ne sont que marginales : entre 1.2 et 3.75σ . L'estimation des propriétés de la poussière des HVCs reste donc difficile pour l'instant.

3.5 Émission anormale micro-onde

L'émission continuum galactique dans le domaine de longueur d'onde (10-200 GHz), optimal pour l'étude du fond cosmologique, est particulièrement complexe. Plusieurs sources d'émission s'y croisent : l'émission synchrotron des électrons relativistes, l'émission thermique grandes longueurs d'onde des poussières et le

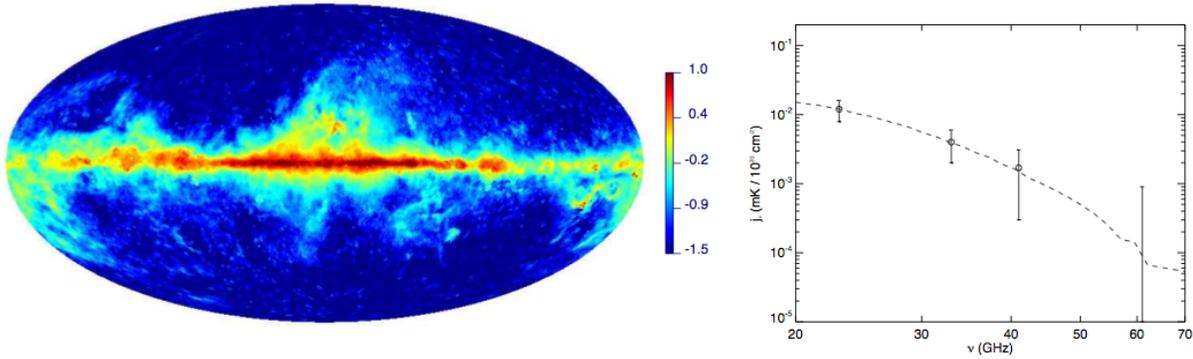


FIG. 3.8: Carte à 23 GHz (gauche) et spectre moyen (droite) de l'émission spinning dust (ou émission anormale) telle que déterminée par Miville-Deschênes et al. (2008).

rayonnement free-free des électrons dans les régions HII. Par ailleurs les données du satellite COBE et plus récemment celles de WMAP, montrent que l'émission galactique dans le domaine centimétrique (10-30 GHz) est plusieurs fois supérieure à celle attendue de la simple extrapolation à ces fréquences de l'émission synchrotron, du rayonnement free-free et des poussières. Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer cette émission dont 1) des petits grains de poussière en rotation et 2) un aplatissement du spectre d'émission du synchrotron. À partir des nouvelles données polarisées du satellite WMAP il apparaît que cet excès d'émission est très peu polarisé, ce qui est en faveur de l'hypothèse de petits grains en rotation.

Dans le cadre de la préparation à l'analyse scientifique des données Planck j'ai mené une analyse de l'émission galactique dans les données WMAP (de 23 à 94 GHz). L'objectif de ce travail était d'obtenir une description cohérente des émissions galactiques dans ce domaine de fréquences, en intensité et en polarisation. En particulier, à l'aide d'un modèle du champ magnétique galactique à grande échelle et d'une estimation des effets de dépolarisation dus à la turbulence, nous avons montré que les données en polarisation à 23 GHz de WMAP posent une contrainte forte sur l'intensité du synchrotron à cette fréquence et qu'elles sont en accord avec une équipartition entre la partie régulière et la partie turbulente du champ magnétique. Cette étude permet d'isoler de manière complètement indépendante l'émission anormale dont la présence était suspectée depuis une quinzaine d'années, de la cartographier sur tout le ciel pour la première fois (voir Fig. 3.8) et même d'en faire le spectre dans le domaine de fréquences de WMAP.

Cet excès d'émission est très fortement corrélé avec la densité de colonne de la poussière (ou A_v) ce qui est en faveur d'un mécanisme faisant intervenir les grains. En fait le spectre d'émission déduit de cette étude est en très bon accord avec les modèles de "spinning dust" (Draine & Lazarian, 1998). Par ailleurs, dans une deuxième étude (Ysard et al., 2010), nous avons montré que cette émission est mieux corrélée avec les PAHs qu'avec les gros grains et que l'émission anormale est indépendante de l'intensité du champ de rayonnement, comme ce que prévoit la théorie de l'émission "spinning dust". Finalement, le gain en résolution et en couverture spectrale de Planck nous a permis de confirmer l'hypothèse "spinning dust" dans quelques régions choisies (Planck Collaboration, 2011c). Ces travaux ouvrent des perspectives très intéressantes et inattendues concernant l'étude des PAHs mais surtout ils permettent de faire une avancée significative dans notre compréhension et dans la modélisation de l'émission galactique dans le domaine de longueurs d'onde de Planck.

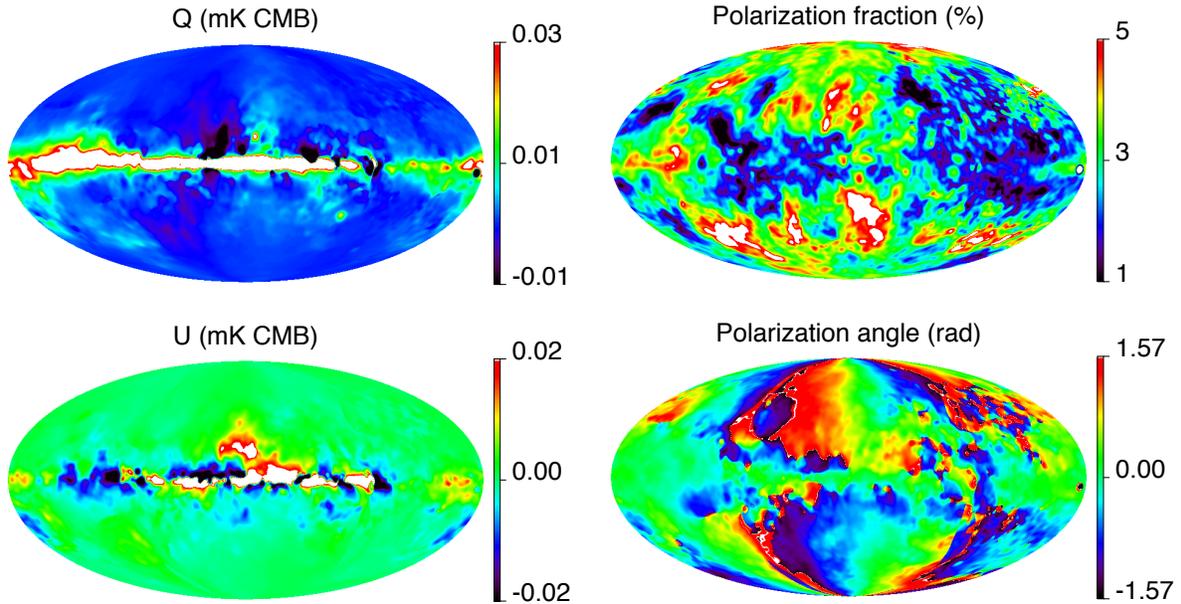


FIG. 3.9: Modèle du PSM de l'émission polarisée de la poussière à 200 GHz.

3.6 Modèle des émissions galactiques et séparation des composantes pour Planck

L'émission continuum galactique est complexe dans le domaine de longueurs d'onde optimal pour l'étude du fond cosmologique (10-200 GHz). Plusieurs sources d'émission s'y croisent : l'émission synchrotron des électrons relativistes, l'émission grandes longueurs d'onde des poussières et le rayonnement de freinage des électrons dans les régions HII et le gaz chaud. Cette diversité de processus est un défi majeur pour l'étude du fond cosmologique micro-onde (CMB). En effet il est maintenant clairement établi que l'analyse optimale du signal cosmologique ne dépend plus de la sensibilité instrumentale mais bien de la qualité de la séparation des émissions d'avant-plan. La principale difficulté vient du fait que, dans le domaine de fréquences entre 10 et 200 GHz, les émissions galactiques ont des intensités du même ordre et elles ont toutes une structure spatiale similaire à grande échelle avec une concentration vers le plan galactique.

Pour relever le défi de l'extraction de l'émission du CMB, les missions cosmologiques ont stimulé le développement d'algorithmes utilisant les dépendances spectrales et spatiales des émissions galactiques, pour séparer les composantes contribuant à l'émission du ciel et ainsi isoler le CMB. Parce que les composantes interstellaires sont significativement corrélées, il apparaît qu'une connaissance approfondie des propriétés d'émission des différentes composantes galactiques, et en particulier de leurs propriétés statistiques, est probablement nécessaire pour effectuer de manière suffisamment précise la séparation des composantes pour Planck, tout particulièrement pour l'émission polarisée. On notera également qu'on envisage d'utiliser les mêmes méthodes de séparation des composantes pour extraire des données les cartes d'émission pour chacune des composantes galactiques (synchrotron, free-free, poussières thermique et en rotation). Ces méthodes s'appliquent aussi à la séparation des émissions galactique/fond extragalactique dans l'infrarouge lointain, comme l'ont démontré Planck Collaboration (2011d).

Dans le cadre de la préparation scientifique à Planck et en collaboration avec Jean-Philippe Bernard (CESR, Toulouse), j'ai mis au point un modèle de l'émission galactique sur tout le ciel. Ce modèle, nommé

Planck Sky Model, concrétise nos avancées dans la compréhension de l'émission galactique. Il permet de prédire l'émission interstellaire diffuse sur tout le ciel, de $100 \mu\text{m}$ à 2 cm . Ce modèle inclut l'émission synchrotron, l'émission free-free et l'émission des grains interstellaires (incluant l'émission thermique et l'émission rotationnelle des PAHs). Le PSM se base sur des observations du ciel entier à certaines fréquences (408 MHz , $\text{H}\alpha$, $100 \mu\text{m}$, 23 GHz) et sur une modélisation des contributions interstellaires permettant de prédire l'émission galactique à n'importe quelle fréquence. Il inclut également un modèle permettant de prédire l'émission polarisée synchrotron et de la poussière. Le modèle actuel, en intensité totale et en polarisation, est largement basé sur notre analyse des données WMAP (Miville-Deschênes et al., 2008). Par ailleurs, dans le cadre de la thèse de Marc Betoule que j'ai co-dirigée avec Jacques Delabrouille (APC, Paris), nous avons travaillé à une amélioration du modèle d'émission polarisée de la poussière en se basant sur nos avancées dans la modélisation du champ magnétique galactique et sur les contraintes observationnelles données par WMAP/ARCHEOPS et par les observations en absorption polarisée dans le visible. Une illustration du modèle de l'émission polarisée de la poussière actuellement dans le PSM est donnée à la Fig. 3.9.

Par la suite, sous la gouverne de Jacques Delabrouille (APC, Paris), le PSM a été augmenté pour inclure les émissions extra-galactiques (galaxies, amas et fond infrarouge) ainsi que l'émission du CMB. Le PSM permet maintenant de faire une simulation d'observation en tenant compte des paramètres d'instruments précis (e.g., WMAP, HFI). La description complète du PSM est présentée par Delabrouille et al. (2011). Le PSM est devenu un outil majeur de la collaboration Planck. Il est au coeur des simulations utilisées pour tester la chaîne de traitement des données et il est abondamment utilisé pour déterminer les performances des méthodes de séparation des composantes (Leach et al., 2008), ainsi que celles utilisées pour la détection des amas de galaxies. Le PSM est aussi utilisé comme point de comparaison dans les logiciels d'analyse développés pour les opérations du satellite (Planck HFI Core Team, 2011) Finalement le PSM est aussi utilisé dans le cadre des études de faisabilité des missions à venir (Dunkley et al., 2009). Ce développement et l'expertise qui en résulte contribuent de manière significative à guider l'analyse et l'interprétation de l'émission galactique des données Planck.

Malgré le travail effectué, il est évident que le niveau de précision demandé pour estimer les propriétés du signal cosmologique dans les données Planck requiert une amélioration significative de la sophistication du modèle du ciel. Ce point est particulièrement critique concernant la polarisation. Heureusement Planck a été spécialement conçu pour pouvoir décrire les émissions galactiques et ainsi mieux les soustraire. L'amélioration du PSM passe donc nécessairement par l'analyse des données Planck elles-mêmes. L'objectif est ambitieux. Il s'agit d'accomplir une avancée significative dans notre compréhension de la physique du milieu interstellaire, turbulent et magnétisé et de la nature de la poussière interstellaire, dans le but de fournir un cadre mieux défini pour la modélisation des émissions galactiques, leurs variations sur le ciel et en fréquence ainsi que leur propriétés statistiques. C'est dans ce contexte que nous abordons actuellement l'analyse des données Planck.

Chapitre 4

Conclusion et perspectives

Dans ce manuscrit j'ai décrit mes travaux, qui touchent tous à l'observation des cirrus galactiques à haute latitude et en particulier au milieu interstellaire diffus. Mon approche est volontairement large, incluant l'analyse d'observations du gaz et de la poussière combinée à des simulations numériques. Je résume ici les principaux résultats obtenus ainsi que quelques perspectives.

La structure du milieu interstellaire diffus.

Les représentations du milieu interstellaire de Spitzer et Chandrasekhar, d'un milieu multi-phasique à l'équilibre d'une part et d'un milieu dont la dynamique est dominée par la turbulence d'autre part, se sont donc finalement rejointes. Le milieu interstellaire est maintenant considéré comme un milieu multi-phasique hors équilibre¹ dans lequel la turbulence joue un rôle majeur dans le transfert d'énergie entre les échelles, dans la structuration de la matière et comme agent facilitant la transition de phase vers le milieu neutre et froid. Dans cette représentation les nuages moléculaires sont des états transitoires, fort probablement liés au processus de structuration de la matière dans le milieu atomique diffus et potentiellement à l'évolution de la poussière.

Mes travaux sur la structure de la matière interstellaire, étudiée à l'aide d'observations de la raie à 21 cm et de l'émission de la poussière dans l'infrarouge, contribuent à explorer les mécanismes dominants de la dynamique de la matière interstellaire, des phases diffuses jusqu'à la formation des nuages moléculaires. On montre en effet que le HI dans le milieu diffus, i.e. où la densité de colonne est dominée par le WNM, possède les propriétés de la turbulence (in)compressible et subsonique (i.e., Kolmogorov; $\beta = -11/3$) tout comme le milieu diffus ionisé (Armstrong et al., 1995). Par contre lorsqu'on effectue la même étude à l'aide de l'émission de la poussière, qui permet de tracer la totalité de la matière sur la ligne de visée, le spectre de puissance est plus plat, révélant une augmentation de la structure à petite échelle, attribuable en partie à la présence de gaz moléculaire ou à des effets d'opacité de la raie à 21 cm. On observe donc que l'apparition du CNM et du gaz moléculaire s'accompagne d'une modification nette de la structure en densité du milieu, souvent attribuée à la présence de mouvements supersoniques. Par contre l'étude détaillée des propriétés du champ de vitesse d'un nuage à haute latitude que nous avons conduite montre que le nombre de Mach du HI est fort probablement ≤ 1 . Une explication alternative est que l'augmentation du contraste de densité à petite échelle pourrait être la signature de l'instabilité thermique du HI qui en produit naturellement. Cette explication est en accord avec les premières analyses de simulations numériques du HI bi-stable auxquelles j'ai contribué. Malgré tout, la nature de la structure en densité de milieu interstellaire neutre et froid reste un sujet de débat.

¹de par la fraction significative de gaz à des températures thermiquement instables

Ce sujet de recherche en plein essor est une des activités que je souhaite poursuivre et développer à l'avenir. Je suis fortement impliqué dans une grande campagne d'observations à 21 cm de nuages diffus à haute latitude qui ont été effectuées ces dernières années aux observatoires DRAO et GBT. La combinaison de ces observations qui permettent de décrire la cinématique du gaz, des observations Planck qui permettent d'accéder aux propriétés morphologiques du champ magnétique et des simulations MHD de nuages diffus maintenant arrivées à maturité, forment une combinaison particulièrement prometteuse pour l'étude de la dynamique du milieu interstellaire.

Évolution de la poussière interstellaire.

La poussière interstellaire, bien qu'elle ne constitue que 1% de la masse de la matière interstellaire, joue un rôle fondamental thermiquement, chimiquement et dynamiquement. En particulier elle est l'agent principal du transfert de l'énergie des photons au gaz et elle sert de catalyseur pour la formation des principales molécules interstellaires. En grande partie grâce à l'ouverture de la fenêtre infrarouge, les études des 25 dernières années montrent des variations spatiales significatives des propriétés de la poussière et en particulier de sa distribution de taille. J'ai entre autres contribué à de nombreuses études mettant en évidence l'évolution des PAHs, y compris dans le milieu diffus. On constate en général une disparition de ces petits grains avec l'augmentation de la densité (en particulier dans la transition HI-H₂). On observe également une augmentation significative de leur abondance corrélée avec la présence de forts gradients de vitesse dans le HI, révélant potentiellement l'impact de la turbulence sur la fragmentation de plus gros grains dans des collisions grain-grain.

Ces résultats font écho à ceux obtenus récemment avec Planck sur les propriétés des plus gros grains de la distribution de taille. Mes travaux obtenus avec les données Planck montrent en effet qu'il existe des variations spatiales de la température d'équilibre des gros grains, même si le champ de rayonnement est sensiblement le même. La conclusion qui s'impose est que l'efficacité d'émission des grains changent spatialement, en accord avec une modification de leur structure (i.e., plus ou moins compacte). On s'attend en effet à ce que les gros grains ayant une structure plus ouverte, possiblement causée par l'accrétion de plus petits grains à leur surface, aient une section efficace d'émission plus grande et donc une température d'équilibre plus basse.

Les perspectives ici sont nombreuses. Évidemment le travail de caractérisation des propriétés de la poussière se poursuit avec Planck mais aussi Herschel qui nous permet d'accéder à des zones plus petites et plus denses du milieu interstellaire. Ces résultats ouvrent également des perspectives concernant les simulations numériques. Puisque la poussière est directement liée à la thermodynamique du gaz, on doit probablement envisager une modification de la paramétrisation utilisée à l'heure actuelle et qui fait l'hypothèse de propriétés constantes de la poussière (i.e., celles du milieu interstellaire diffus). On peut imaginer que si la formation d'une structure CNM s'accompagne d'une disparition rapide des PAHs par coagulation, on se trouve dans une situation où la formation du milieu dense est accélérée puisque les PAHs représentent la principale source de chauffage du gaz diffus. Sans vouloir modéliser de manière conjointe l'évolution du gaz et de la poussière dans une simulation MHD, il semble envisageable dans un premier temps de modifier la fonction de chauffage et de refroidissement du gaz en fonction des propriétés du gaz (densité, vitesse).

Il est également important de souligner que les résultats Planck sur l'évolution des propriétés des gros grains dans le milieu diffus sont inattendus et difficiles à expliquer dans le cadre de la théorie actuelle des processus de coagulation et de fragmentation. Un des éléments clé de cette théorie concerne le taux de collision entre les grains qui dépend des vitesses relatives induites par la turbulence mais les estimations faites jusqu'ici ne tiennent pas compte de manière satisfaisante du couplage dynamique entre le gaz et les grains dans un écoulement turbulent et magnétisé. Seules des simulations numériques MHD dédiées (i.e. incluant des scalaires passifs) pourront permettre de développer une intuition sur les taux et les vitesses de

collisions, et donc sur les temps d'évolution de la poussière.

Le fond infrarouge cosmologique.

Un des résultats marquants des premiers articles Planck est certainement la cartographie du fond infrarouge cosmologique (CIB) obtenue par soustraction directe de l'émission galactique². Cette soustraction est basée sur les observations à 21 cm obtenues au GBT et qui sont également la base de l'analyse que j'ai conduite sur les propriétés de la poussière à haute latitude. En particulier c'est l'estimation de l'émissivité de la poussière des différents nuages sur la ligne de visée qui a permis d'effectuer cette décomposition et de révéler pour la première fois une image du CIB. Ce travail se poursuit très activement dans le consortium Planck, mené par Guilaine Lagache (IAS, Orsay), et aussi dans le cadre du projet MISTIC (ERC de François Boulanger, IAS, Orsay) dédié à la séparation des différents signaux astrophysiques observés à haute latitude galactique, en intensité et en polarisation. Je participe à ce projet en ce qui concerne le développement de méthodes de séparation des composantes dédiées et l'exploration de d'autres jeux de données à 21 cm qui pourraient nous permettre d'étendre l'analyse à de plus grandes surfaces sur le ciel.

La transition HI-H₂.

La soustraction de l'émission de la poussière associée au HI a également permis de mettre en évidence, dans les nuages un peu plus denses, des zones cohérentes de résidus positifs qui tracent certainement la poussière associée au gaz moléculaire. Ces excès ne sont pas toujours associés à de l'émission CO, ce qui permet maintenant de cartographier la composante la plus diffuse du gaz interstellaire sous forme moléculaire. Ces premiers résultats ouvrent des pistes très intéressantes pour la suite de l'analyse des données Planck mais également pour Herschel. En particulier je coordonne un projet d'observations de temps ouvert accepté dont l'objectif est de cartographier avec PACS et SPIRE un nuage à haute latitude (le cirrus Spider) où un réseau de filaments d'excès submm sans contrepartie CO a été mis en évidence par Planck. Ces observations Herschel, couplées à des observations interférométriques à 21 cm obtenues au DRAO, permettront pour la première fois d'étudier la transition HI-H₂ à petite échelle sur plusieurs degrés carrés.

Nuages du halo galactique.

Les nuages du halo de notre galaxie, que se soient ceux participant à la fontaine galactique ou ceux apportant de la matière fraîche du milieu intergalactique, nous offrent une opportunité intéressante d'étudier le milieu diffus dans des conditions physiques différentes des nuages du voisinage solaire. Ma contribution à ce sujet se limite pour l'instant à la caractérisation de l'émission de la poussière de ces nuages. Concernant les HVCs nous avons effectué la première détection de l'émission de la poussière, confirmée marginalement avec les données Planck. Nous travaillons actuellement à une amélioration de la méthode permettant d'isoler l'émission de la poussière des HVCs dans les données Planck, ce qui permettrait d'obtenir des informations plus précises sur leur métallicité, sur leur distance via la température d'équilibre de la poussière et donc sur leur nature.

Le deuxième aspect de ce travail concerne l'émission de la poussière des IVCs que nous avons très clairement mis en évidence dans les données Planck. Il s'agit ici aussi d'un sujet novateur pour comprendre l'écologie galactique et l'ensemble des processus physiques responsables de l'évolution de la poussière interstellaire. Ce projet se poursuivra entre autre par l'analyse d'observations Herschel (PACS et SPIRE) de temps ouvert de la nébuleuse DRACO, dont je suis le coordonnateur. Draco est un des IVCs les plus étudiés ; il est caractérisé par une structure très grumeleuse et une fraction de gaz moléculaire particulièrement élevée pour un nuage diffus à haute latitude. Couplées à des observations à 21 cm (GBT et DRAO), les données Herschel permettront d'étudier à petite échelle la structure très grumeleuse et le lien potentiel entre les

²contrairement à sa soustraction dans l'espace du spectre de puissance comme il a été fait auparavant

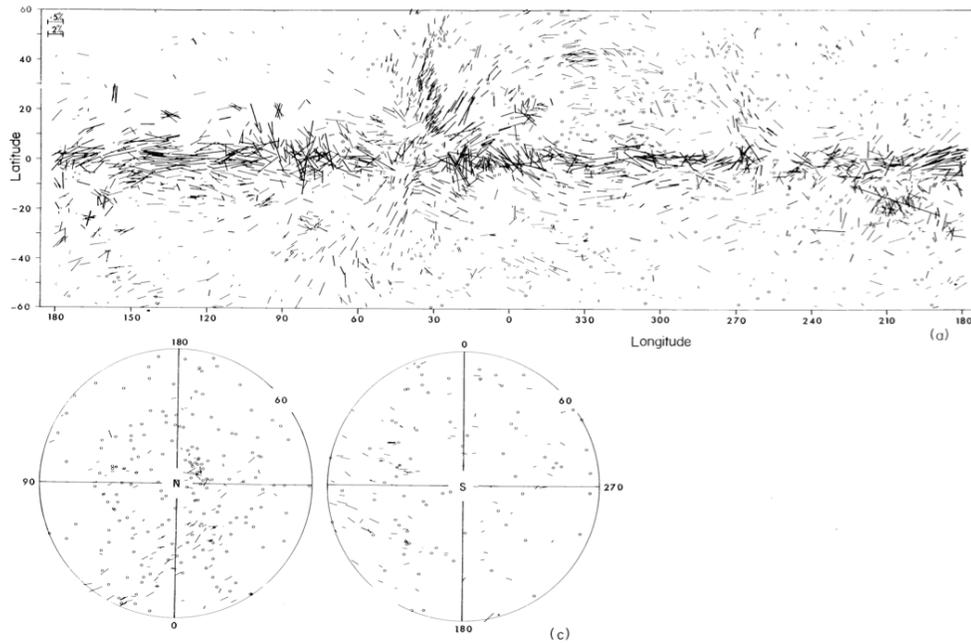


FIG. 4.1: Une des premières images présentant la répartition sur le ciel de la polarisation observée en extinction dans le visible. Figure tirée de Mathewson & Ford (1970).

propriétés de la poussière et du gaz de ce nuage à l'histoire dynamique très particulière.

Modèle des émissions diffuses galactiques et séparation des composantes pour Planck.

En préparation de l'analyse scientifique des données Planck je me suis particulièrement intéressé aux données WMAP, ce qui m'a permis de me familiariser avec l'émission diffuse radio (free-free, synchrotron) et avec la polarisation, surtout celle de l'émission synchrotron. Ce travail a conduit à une publication en 2008 permettant de contraindre les propriétés du champ magnétique galactique (sa structure spirale mais aussi l'ampleur de la composante turbulente du champ) et de produire pour la première fois une carte du ciel entier de l'émission anormale micro-onde. Des analyses suivantes auxquelles j'ai également participé ont permis de montrer que cette émission est compatible avec les modèles de l'émission rotationnelle de PAHs (émission "spinning dust"). Depuis, d'autres études ont confirmé ce résultat et la nature de l'émission anormale micro-onde ne fait plus de doute aujourd'hui. En particulier les premières analyses des données Planck ont permis de montrer que le spectre de cette nouvelle composante est bel et bien en accord avec l'émission PAHs, ouvrant une perspective inattendue sur l'étude de la distribution de taille de la poussière avec Planck.

Ce travail de modélisation des émissions diffuses dans les données WMAP est la base du modèle utilisé dans le projet Planck pour simuler l'émission sur le ciel entier de l'infrarouge lointain au radio. C'est ce modèle, le Planck Sky Model, qui a servi pour le développement et la validation des méthodes de séparation des composantes qui permettront d'isoler le fond de rayonnement cosmologique dans les données Planck. En tant que co-auteur du PSM et responsable de la partie galactique, je suis directement impliqué dans cette partie du projet Planck qui touche aux objectifs majeurs de la mission. Notre préoccupation actuelle concerne surtout l'analyse des données en polarisation à la recherche d'une signature de type mode-B permettant de mieux contraindre la période inflationnaire de l'Univers primordial. La contamination par l'émission galactique est un problème crucial auquel je participerai activement jusqu'à la publication des résultats finaux de Planck.

Le champ magnétique.

Au-delà des sujets déjà abordés plus haut, celui sur lequel je souhaite consacrer une fraction importante de mon activité future concerne le champ magnétique interstellaire. Les observations en polarisation de la lumière des étoiles absorbée par la poussière ont depuis longtemps permis de vérifier que les grains sont alignés sur le champ magnétique galactique (Fig 4.1), révélant par le fait même l'importance du champ magnétique dans la dynamique de la matière. Cette information obtenue sur des lignes de visée discrètes va maintenant être étendue sur le ciel entier grâce à Planck qui produira des cartes du ciel entier de l'émission polarisée de la poussière dans le submm. À ce niveau, les données Planck permettront d'étendre significativement notre connaissance de la structure du champ magnétique galactique du milieu diffus aux nuages moléculaires et de mieux décrire cet ingrédient majeur de la dynamique du milieu interstellaire pour lequel nous avons encore très peu d'informations.

Au cours des dernières années j'ai contribué à mettre en place un cadre d'analyse pour nous préparer à l'analyse des données polarisées de Planck. L'enjeu est de taille puisqu'il s'agit de déterminer les propriétés tridimensionnelles du champ magnétique interstellaire et d'identifier son rôle dans la dynamique et la structuration de la matière. Ce travail s'organise autour de trois volets. 1) Nous avons développé un modèle du champ magnétique galactique, de sa composante ordonnée, celle qui suit les bras spiraux, et de sa composante aléatoire due aux mouvements turbulents de la matière (Miville-Deschênes et al., 2008). 2) Dans le cadre de la thèse d'E. Saury nous effectuons une étude de la structure du champ magnétique à partir de simulations numériques MHD. L'objectif est d'utiliser ces simulations pour interpréter les mesures en polarisation de Planck et en déduire des informations sur les conditions physiques des nuages diffus, en particulier sur le lien entre le champ magnétique et la structure en densité de la matière. 3) Pour quantifier plus précisément la contribution des composantes ordonnée et turbulente au champ magnétique interstellaire nous travaillons à la fabrication de réalisations numériques de la composante aléatoire du champ magnétique, avec ou sans corrélation avec la densité, dans le but de comprendre les effets de projection. L'objectif est d'identifier des outils permettant de remonter aux propriétés tri-dimensionnelles du champ à partir de l'angle et du degré de polarisation observés sur le ciel.

Maintenant que les données Planck sont disponibles, ce cadre d'analyse est en plein développement, en collaboration avec des chercheurs de l'IAS (F. Boulanger, J. Aumont), de l'ENS (F. Levrier, E. Falgarone) et de l'Université de Toronto (P. G. Martin, R. J. Bond). Je considère ce domaine de recherche comme étant l'un des plus prometteurs des années à venir. Je prévois également d'y travailler dans le cadre des missions Blast-Pol et PILOT dédiées à l'étude de l'émission diffuse polarisée dans le submm.

Bibliographie

- Abergel, A., Miville-Deschênes, M. A., Désert, F. X., Pérault, M., Aussel, H. & Sauvage, M. 2000, *Experimental Astronomy*, 10, 353–368.
- Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., Cesarsky, D., Falgarone, E., Jones, A., Miville-Deschenes, M., Pérault, M., Puget, J., Hultgren, M., Kaas, A. A., Nordh, L., Olofsson, G., André, P., Bontemps, S., Casali, M. M., Cesarsky, C. J., Copet, M. E., Davies, J., Montmerle, T., Persi, P. & Sibille, F. 2002, *A&A*, 389, 239–251.
- Abergel, A., Verstraete, L., Joblin, C., Laureijs, R. & Miville-Deschênes, M. 2005, *SSR*, 119, 247–271.
- Arendt, R. G., Odegard, N., Weiland, J. L., Sodroski, T. J., Hauser, M. G., Dwek, E., Kelsall, T., Moseley, S. H., Silverberg, R. F., Leisawitz, D., Mitchell, K., Reach, W. T. & Wright, E. L. 1998, *ApJ*, 508, 74–105.
- Armstrong, J. W., Rickett, B. J. & Spangler, S. R. 1995, *ApJ*, 443, 209–221.
- Audit, E. & Hennebelle, P. 2005, *A&A*, 433, 1–13.
- Barnard, E. E. 1910, *ApJ*, 31, 8–14.
- Barriault, L., Joncas, G., Falgarone, E., Marshall, D. J., Heyer, M., Boulanger, F., Foster, T., Brunt, C., Miville-Deschênes, M., Blagrove, K., Kothes, R., Landecker, T. L., Martin, P. G., Scott, D., Stil, J. M. & Taylor, A. R. 2010, *MNRAS*, 406, 2713–2731.
- Bates, B., Catney, M. G. & Keenan, F. P. 1988, *ApSS*, 146, 195–200.
- Begum, A., Stanimirović, S., Goss, W. M., Heiles, C., Pavkovich, A. S. & Hennebelle, P. 2010a, *ApJ*, 725, 1779–1785.
- Begum, A., Stanimirović, S., Peek, J. E., Ballering, N. P., Heiles, C., Douglas, K. A., Putman, M., Gibson, S. J., Grcevich, J., Korpela, E. J., Lee, M., Saul, D. & Gallagher, J. S. 2010b, *ApJ*, 722, 395–411.
- Bensch, F., Stutzki, J. & Ossenkopf, V. 2001, *A&A*, 366, 636–650.
- Bernard, J. P., Boulanger, F., Desert, F. X. & Puget, J. L. 1992, *A&A*, 263, 258–274.
- Blagrove, K., Lockman, F. J. & Martin, P. G. Targeted deep surveys of high galactic latitude HI with the gbt. In R. Kothes, T. L. Landecker, A. G. W, editor, *The Dynamic Interstellar Medium : A Celebration of the Canadian Galactic Plane Survey*, volume 438 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 156, 2010.
- Borrill, J. 1999, Proceedings of the 5th European SGI/Cray MPP Workshop, astro-ph/9911389.
- Boselli, A., Sauvage, M., Lequeux, J., Donati, A. & Gavazzi, G. 2003, *A&A*, 406, 867–877.

- Bot, C., Helou, G., Boulanger, F., Lagache, G., Miville-Deschenes, M., Draine, B. & Martin, P. 2009, ApJ, 695, 469–478.
- Boulanger, F. & Perault, M. 1988, ApJ, 330, 964–985.
- Boulanger, F., Falgarone, E., Puget, J. L. & Helou, G. 1990, ApJ, 364, 136–145.
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J., Burton, W. B., Desert, F., Hartmann, D., Lagache, G. & Puget, J. 1996, A&A, 312, 256–262.
- Boulanger, F., Boissel, P., Cesarsky, D. & Rytter, C. 1998, A&A, 339, 194–200.
- Boulanger, F., Lorente, R., Miville Deschênes, M. A., Abergel, A., Blommaert, J. A. D. L., Cesarsky, D., Okumura, K., Pérault, M. & Reach, W. 2005, A&A, 436, 1151–1158.
- Brunt, C. M., Federrath, C. & Price, D. J. 2010a, MNRAS, 405, L56–L60.
- Brunt, C. M., Federrath, C. & Price, D. J. 2010b, MNRAS, 403, 1507–1515.
- Burkhart, B., Stanimirović, S., Lazarian, A. & Kowal, G. 2010, ApJ, 708, 1204–1220.
- Chandrasekhar, S. 1949, ApJ, 110, 329.
- Clark, B. G. 1965, ApJ, 142, 1398.
- Clarke, T. E., Mallén-Ornelas, G., Sawicki, M., Brodwin, M., McNaughton, R., Gladders, M. D., Burns, C. R. & Attard, A. The david dunlap observatory ivc distance project : First results. In A. R. Taylor, T. L. Landecker, . G. J, editor, *New Perspectives on the Interstellar Medium*, volume 168 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 323, 1999.
- Coia, D., McBreen, B., Metcalfe, L., Biviano, A., Altieri, B., Ott, S., Fort, B., Kneib, J., Mellier, Y., Miville-Deschênes, M., O’Halloran, B. & Sanchez-Fernandez, C. 2005, A&A, 431, 433–449.
- Collins, J. A., Shull, J. M. & Giroux, M. L. 2007, ApJ, 657, 271–285.
- Compiègne, M., Abergel, A., Verstraete, L. & Habart, E. 2008, A&A, 491, 797–807.
- Compiègne, M., Verstraete, L., Jones, A., Bernard, J., Boulanger, F., Flagey, N., Le Boulrot, J., Paradis, D. & Ysard, N. 2011, A&A, 525, A103.
- Crovisier, J. 1981, A&A, 94, 162.
- Dame, T. M., Hartmann, D. & Thaddeus, P. 2001, ApJ, 547, 792–813.
- de Avillez, M. A. & Breitschwerdt, D. 2007, ApJ, 665, L35–L38.
- Dedes, L. & Kalberla, P. W. M. 2010, A&A, 509, A60.
- Delabrouille, J., Ashdown, M., Baccigalupi, C., Bernard, J. P., Betoule, M., Bouchet, F., Castex, G., de Zotti, G., Dodu, F., Gonzales-Nuevo, J., Le Jeune, M., Massardi, M., Melin, J. B., Miville-Deschênes, M. A. & Paladini, R. A model of sky emission at millimeter wavelengths. in preparation, 2011.
- Desert, F., Bazell, D. & Blitz, L. 1990a, ApJ, 355, L51–L54.
- Désert, F., Boulanger, F. & Puget, J. L. 1990b, A&A, 237, 215–236.

- Dessauges-Zavadsky, M., Combes, F. & Pfenniger, D. 2007, *A&A*, 473, 863–870.
- Deul, E. R. & Burton, W. B. 1990, *A&A*, 230, 153–171.
- Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, *ARAA*, 28, 215–261.
- Dickey, J. M., McClure-Griffiths, N. M., Gaensler, B. M. & Green, A. J. 2003, *ApJ*, 585, 801–822.
- Doré, O., Teyssier, R., Bouchet, F. R., Vibert, D. & Prunet, S. 2001, *A&A*, 374, 358–370.
- Draine, B. T. & Lazarian, A. 1998, *ApJ*, 494, L19.
- Dunkley, J., Amblard, A., Baccigalupi, C., Betoule, M., Chuss, D., Cooray, A., Delabrouille, J., Dickinson, C., Dobler, G., Dotson, J., Eriksen, H., Finkbeiner, D., Fixsen, D., Fosalba, P., Fraisse, A., Hirata, C., Kogut, A., Kristiansen, J., Lawrence, C., Magalhaes, A. M., Miville-Deschenes, M., Meyer, S., Miller, A., Naess, S., Page, L., Peiris, H., Phillips, N., Pierpaoli, E., Rocha, G., Vaillancourt, J. E. & Verde, L. Prospects for polarized foreground removal. In *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1141, pages 222–264, 2009.
- Elmegreen, B. G., Kim, S. & Staveley-Smith, L. 2001, *ApJ*, 548, 749–769.
- Esquivel, A. & Lazarian, A. 2005, *ApJ*, 631, 320–350.
- Ewen, H. I. & Purcell, E. M. 1951, *Nature*, 168, 356.
- Falgarone, E. & Lequeux, J. 1973, *A&A*, 25, 253.
- Falgarone, E., Hily-Blant, P. & Levrier, F. 2004, *ApSS*, 292, 89–101.
- Falgarone, E., Levrier, F. & Hily-Blant, P. The structure of the cold diffuse interstellar medium. In Miville-Deschênes, M.-A. ; Boulanger, F, editor, *EAS Publications Series*, volume 23 of *EAS Publications Series*, pages 73–86, 2007.
- Federrath, C., Klessen, R. S. & Schmidt, W. 2008, *ApJ*, 688, L79–L82.
- Fenner, Y. & Gibson, B. K. 2003, *PASA*, 20, 189–195.
- Ferrière, K. M. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 1031–1066.
- Field, G. B., Goldsmith, D. W. & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149.
- Field, G. B. 1965, *ApJ*, 142, 531.
- Fitzpatrick, E. L. & Spitzer, Jr., L. 1997, *ApJ*, 475, 623.
- Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., Miville Deschênes, M. A., Noriega Crespo, A. & Reach, W. T. 2006, *A&A*, 453, 969–978.
- Flagey, N., Noriega-Crespo, A., Boulanger, F., Carey, S. J., Brooke, T. Y., Falgarone, E., Huard, T. L., McCabe, C. E., Miville-Deschênes, M. A., Padgett, D. L., Paladini, R. & Rebull, L. M. 2009, *ApJ*, 701, 1450–1463.
- Fong, R., Jones, L. R., Shanks, T., Stevenson, P. R. F. & Strong, A. W. 1987, *MNRAS*, 224, 1059–1072.
- Ford, H. A., McClure-Griffiths, N. M., Lockman, F. J., Bailin, J., Calabretta, M. R., Kalberla, P. M. W., Murphy, T. & Pisano, D. J. 2008, *ApJ*, 688, 290–305.

- Ford, H. A., Lockman, F. J. & McClure-Griffiths, N. M. 2010, *ApJ*, 722, 367–379.
- Gautier, III, T. N., Boulanger, F., Perault, M. & Puget, J. L. 1992, *AJ*, 103, 1313–1324.
- Gazol, A., Vázquez-Semadeni, E., Sánchez-Salcedo, F. J. & Scalo, J. 2001, *ApJ*, 557, L121–L124.
- Gazol, A., Vázquez-Semadeni, E. & Kim, J. 2005, *ApJ*, 630, 911–924.
- Gillmon, K., Shull, J. M., Tumlinson, J. & Danforth, C. 2006, *ApJ*, 636, 891–907.
- Goldsmith, D. W., Habing, H. J. & Field, G. B. 1969, *ApJ*, 158, 173.
- Hagen, J. P., Lilley, A. E. & McClain, E. F. 1955, *ApJ*, 122, 361.
- Haud, U. & Kalberla, P. M. W. 2007, *A&A*, 466, 555–564.
- Haud, U. 2008, *A&A*, 483, 461–469.
- Heiles, C. & Jenkins, E. B. 1976, *A&A*, 46, 333–360.
- Heiles, C. & Troland, T. H. 2003a, *ApJS*, 145, 329–354.
- Heiles, C. & Troland, T. H. 2003b, *ApJ*, 586, 1067–1093.
- Heithausen, A., Bensch, F., Stutzki, J., Falgarone, E. & Panis, J. F. 1998, *A&A*, 331, L65–L68.
- Hennebelle, P. & Audit, E. 2007, *A&A*, 465, 431–443.
- Hennebelle, P. & Chabrier, G. 2009, *ApJ*, 702, 1428–1442.
- Hennebelle, P., Audit, E. & Miville-Deschênes, M. 2007, *A&A*, 465, 445–456.
- Herbstmeier, U., Heithausen, A. & Mebold, U. 1993, *A&A*, 272, 514.
- Ingalls, J. G., Miville-Deschênes, M., Reach, W. T., Noriega-Crespo, A., Carey, S. J., Boulanger, F., Stolovy, S. R., Padgett, D. L., Burgdorf, M. J., Fajardo-Acosta, S. B., Glaccum, W. J., Helou, G., Hoard, D. W., Karr, J., O’Linger, J., Rebull, L. M., Rho, J., Stauffer, J. R. & Wachter, S. 2004, *ApJS*, 154, 281–285.
- Joncas, G., Boulanger, F. & Dewdney, P. E. 1992, *ApJ*, 397, 165–173.
- Jones, M. H., Rowan-Robinson, M., Branduardi-Raymont, G., Smith, P., Pedlar, A. & Willacy, K. 1995, *MNRAS*, 277, 1587–1598.
- Kalberla, P. M. W. & Kerp, J. 2009, *ARAA*, 47, 27–61.
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., Arnal, E. M., Bajaja, E., Morras, R. & Pöppel, W. G. L. 2005, *A&A*, 440, 775–782.
- Kapteyn, J. C. 1909, *ApJ*, 29, 46.
- Kim, J. & Ryu, D. 2005, *ApJ*, 630, L45–L48.
- Kolmogorov, A. N. 1941, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 30, 299.
- Kowal, G., Lazarian, A. & Beresnyak, A. 2007, *ApJ*, 658, 423–445.
- Kritsuk, A. G., Norman, M. L., Padoan, P. & Wagner, R. 2007, *ApJ*, 665, 416–431.

- Kuntz, K. D. & Danly, L. 1996, *ApJ*, 457, 703.
- Lagache, G., Puget, J. & Dole, H. 2005, *ARAA*, 43, 727–768.
- Lagache, G., Bavouzet, N., Fernandez-Conde, N., Ponthieu, N., Rodet, T., Dole, H., Miville-Deschênes, M. & Puget, J. 2007, *ApJ*, 665, L89–L92.
- Larson, R. B. 1979, *MNRAS*, 186, 479–490.
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809–826.
- Lazareff, B. 1975, *A&A*, 42, 25.
- Lazarian, A. & Esquivel, A. 2003, *ApJ*, 592, L37–L40.
- Leach, S. M., Cardoso, J., Baccigalupi, C., Barreiro, R. B., Betoule, M., Bobin, J., Bonaldi, A., Delabrouille, J., de Zotti, G., Dickinson, C., Eriksen, H. K., González-Nuevo, J., Hansen, F. K., Herranz, D., Le Jeune, M., López-Caniego, M., Martínez-González, E., Massardi, M., Melin, J., Miville-Deschênes, M., Patanchon, G., Prunet, S., Ricciardi, S., Salerno, E., Sanz, J. L., Starck, J., Stivoli, F., Stolyarov, V., Stompor, R. & Vielva, P. 2008, *A&A*, 491, 597–615.
- Lefloch, B., Cernicharo, J., Cesarsky, D., Demyk, K. & Rodriguez, L. F. 2001, *A&A*, 368, L13–L16.
- Lefloch, B., Cernicharo, J., Rodríguez, L. F., Miville-Deschênes, M. A., Cesarsky, D. & Heras, A. 2002, *ApJ*, 581, 335–356.
- Lilley, A. E. 1955, *ApJ*, 121, 559.
- Liszt, H. S. 1983, *ApJ*, 275, 163–174.
- Liszt, H. 2001, *A&A*, 371, 698–707.
- Lockman, F. J. & Condon, J. J. 2005, *AJ*, 129, 1968–1977.
- Lockman, F. J. 2002, *ApJ*, 580, L47–L50.
- Lombardi, M., Lada, C. J. & Alves, J. 2010, *A&A*, 512, A67+.
- Low, F. J., Young, E., Beintema, D. A., Gautier, T. N., Beichman, C. A., Aumann, H. H., Gillett, F. C., Neugebauer, G., Boggess, N. & Emerson, J. P. 1984, *ApJ*, 278, L19–L22.
- Lynds, B. T. 1965, *ApJS*, 12, 163.
- Mac Low, M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125–194.
- Mac Low, M., Balsara, D. S., Kim, J. & de Avillez, M. A. 2005, *ApJ*, 626, 864–876.
- Magnani, L. & Smith, A. J. 2010, *ApJ*, 722, 1685–1690.
- Martin, P. G., Miville-Deschênes, M., Roy, A., Bernard, J., Molinari, S., Billot, N., Brunt, C., Calzoletti, L., Digiorio, A. M., Elia, D., Faustini, F., Joncas, G., Mottram, J. C., Natoli, P., Noriega-Crespo, A., Paladini, R., Robitaille, J. F., Strafella, F., Traficante, A. & Veneziani, M. 2010, *A&A*, 518, L105+.
- Mathewson, D. S. & Ford, V. L. 1970, *Mem. R. Astron. Soc.*, 74, 139.
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148–169.

- Mebold, U., Cernicharo, J., Velden, L., Reif, K., Crezelius, C. & Goerigk, W. 1985, *A&A*, 151, 427–434.
- Miville-Deschênes, M. & Lagache, G. 2005, *ApJS*, 157, 302–323.
- Miville-Deschênes, M. & Martin, P. G. 2007, *A&A*, 469, 189–199.
- Miville-Deschênes, M., Boulanger, F., Abergel, A. & Bernard, J. 2000, *A&AS*, 146, 519–530.
- Miville-Deschênes, M., Boulanger, F., Joncas, G. & Falgarone, E. 2002a, *A&A*, 381, 209–218.
- Miville-Deschênes, M., Lagache, G. & Puget, J. 2002b, *A&A*, 393, 749–756.
- Miville-Deschênes, M., Joncas, G., Falgarone, E. & Boulanger, F. 2003a, *A&A*, 411, 109–121.
- Miville-Deschênes, M., Levrier, F. & Falgarone, E. 2003b, *ApJ*, 593, 831–847.
- Miville-Deschênes, M., Boulanger, F., Reach, W. T. & Noriega-Crespo, A. 2005, *ApJ*, 631, L57–L60.
- Miville-Deschênes, M., Lagache, G., Boulanger, F. & Puget, J. 2007, *A&A*, 469, 595–605.
- Miville-Deschênes, M., Ysard, N., Lavabre, A., Ponthieu, N., Macías-Pérez, J. F., Aumont, J. & Bernard, J. P. 2008, *A&A*, 490, 1093–1102.
- Miville-Deschênes, M., Martin, P. G., Abergel, A., Bernard, J., Boulanger, F., Lagache, G., Anderson, L. D., André, P., Arab, H., Baluteau, J., Blagrove, K., Bontemps, S., Cohen, M., Compiègne, M., Cox, P., Dartois, E., Davis, G., Emery, R., Fulton, T., Gry, C., Habart, E., Huang, M., Joblin, C., Jones, S. C., Kirk, J., Lim, T., Madden, S., Makiwa, G., Menshchikov, A., Molinari, S., Moseley, H., Motte, F., Naylor, D. A., Okumura, K., Pinheiro Gonçalves, D., Polehampton, E., Rodón, J. A., Russeil, D., Saraceno, P., Schneider, N., Sidher, S., Spencer, L., Swinyard, B., Ward-Thompson, D., White, G. J. & Zavagno, A. 2010, *A&A*, 518, L104+.
- Mohan, R., Dwarakanath, K. S. & Srinivasan, G. 2004, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 25, 185–202.
- Muller, C. A. & Oort, J. H. 1951, *Nature*, 168, 357.
- Nordlund, Å. K. & Padoan, P. The density pdfs of supersonic random flows. In Franco, J. & Carraminana, A., editors, *Interstellar Turbulence*, page 218, 1999.
- Omont, A., Gilmore, G. F., Alard, C., Aracil, B., August, T., Baliyan, K., Beaulieu, S., Bégon, S., Bertou, X., Blommaert, J. A. D. L., Borsenberger, J., Burgdorf, M., Caillaud, B., Cesarsky, C., Chitre, A., Copet, E., de Batz, B., Egan, M. P., Egret, D., Epchtein, N., Felli, M., Fouqué, P., Ganesh, S., Genzel, R., Glass, I. S., Gredel, R., Groenewegen, M. A. T., Guglielmo, F., Habing, H. J., Hennebelle, P., Jiang, B., Joshi, U. C., Kimeswenger, S., Messineo, M., Miville-Deschênes, M. A., Moneti, A., Morris, M., Ojha, D. K., Ortiz, R., Ott, S., Parthasarathy, M., Pérault, M., Price, S. D., Robin, A. C., Schultheis, M., Schuller, F., Simon, G., Soive, A., Testi, L., Teyssier, D., Tiphène, D., Unavane, M., van Loon, J. T. & Wyse, R. 2003, *A&A*, 403, 975–992.
- Ossenkopf, V., Esquivel, A., Lazarian, A. & Stutzki, J. 2006, *A&A*, 452, 223–236.
- Ostriker, E. C., Stone, J. M. & Gammie, C. F. 2001, *ApJ*, 546, 980–1005.
- Pagani, L., Lagache, G., Bacmann, A., Motte, F., Cambrésy, L., Fich, M., Teyssier, D., Miville-Deschênes, M., Pardo, J., Apponi, A. J. & Stepnik, B. 2003, *A&A*, 406, L59–L62.

- Pagani, L., Bacmann, A., Motte, F., Cambrésy, L., Fich, M., Lagache, G., Miville-Deschênes, M., Pardo, J. & Apponi, A. J. 2004, *A&A*, 417, 605–613.
- Passot, T. & Vázquez-Semadeni, E. 1998, *Phys.Rev.E.*, 58, 4501–4510.
- Patanchon, G., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Chapin, E. L., Devlin, M. J., Dicker, S., Griffin, M., Gundersen, J. O., Halpern, M., Hargrave, P. C., Hughes, D. H., Klein, J., Marsden, G., Martin, P. G., Mauskopf, P., Netterfield, C. B., Olmi, L., Pascale, E., Rex, M., Scott, D., Semisch, C., Truch, M. D. P., Tucker, C., Tucker, G. S., Viero, M. P. & Wiebe, D. V. 2008, *ApJ*, 681, 708–725.
- Pfenniger, D. & Combes, F. 1994, *A&A*, 285, 94–118.
- Pfenniger, D., Combes, F. & Martinet, L. 1994, *A&A*, 285, 79–93.
- Planck Collaboration. 2011a, Planck Early Results : All sky temperature and dust optical depth from Planck and IRAS : Constraints on the "dark gas" in our galaxy, arXiv :1101.2029.
- Planck Collaboration. 2011b, Planck Early Results : Dust in the diffuse interstellar medium and the Galactic halo, arXiv :1101.2036.
- Planck Collaboration. 2011c, Planck Early Results : New Light on Anomalous Microwave Emission from Spinning Dust Grains, arXiv :1101.2031.
- Planck Collaboration. 2011d, Planck Early Results : The Power Spectrum Of Cosmic Infrared Background Anisotropies, arXiv :1101.2028.
- Planck Collaboration. 2011e, Planck Early Results : Thermal dust in Nearby Molecular Clouds, arXiv :1101.2037.
- Planck HFI Core Team. 2011, Planck Early Results : The High Frequency Instrument data processing, arXiv :1101.2048.
- Prunet, S., Netterfield, C. B., Hivon, E. & Crill, B. P. 2000, astro-ph/0006052.
- Rachford, B. L., Snow, T. P., Tumlinson, J., Shull, J. M., Blair, W. P., Ferlet, R., Friedman, S. D., Gry, C., Jenkins, E. B., Morton, D. C., Savage, B. D., Sonnentrucker, P., Vidal-Madjar, A., Welty, D. E. & York, D. G. 2002, *ApJ*, 577, 221–244.
- Rachford, B. L., Snow, T. P., Destree, J. D., Ross, T. L., Ferlet, R., Friedman, S. D., Gry, C., Jenkins, E. B., Morton, D. C., Savage, B. D., Shull, J. M., Sonnentrucker, P., Tumlinson, J., Vidal-Madjar, A., Welty, D. E. & York, D. G. 2009, *ApJS*, 180, 125–137.
- Radhakrishnan, V., Murray, J. D., Lockhart, P. & Whittle, R. P. J. 1972, *ApJS*, 24, 15.
- Reach, W. T. & Boulanger, F. Infrared emission from interstellar dust in the local interstellar medium. In D. Breitschwerdt, M. J. Freyberg, . J. T, editor, *IAU Colloq. 166 : The Local Bubble and Beyond*, volume 506 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 353, 1998.
- Richter, P., Sembach, K. R., Wakker, B. P., Savage, B. D., Tripp, T. M., Murphy, E. M., Kalberla, P. M. W. & Jenkins, E. B. 2001, *ApJ*, 559, 318–325.
- Richter, P., Wakker, B. P., Savage, B. D. & Sembach, K. R. 2003, *ApJ*, 586, 230–248.

- Roy, A., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Chapin, E. L., Devlin, M. J., Dicker, S. R., Griffin, M., Gundersen, J. O., Halpern, M., Hargrave, P. C., Hughes, D. H., Klein, J., Marsden, G., Martin, P. G., Mauskopf, P., Miville-Deschênes, M., Netterfield, C. B., Olmi, L., Patanchon, G., Rex, M., Scott, D., Semisch, C., Truch, M. D. P., Tucker, C., Tucker, G. S., Viero, M. P. & Wiebe, D. V. 2010, *ApJ*, 708, 1611–1620.
- Sandage, A. 1976, *AJ*, 81, 954.
- Savage, B. D. & Sembach, K. R. 1996, *ARAA*, 34, 279–330.
- Savage, B. D., Bohlin, R. C., Drake, J. F. & Budich, W. 1977, *ApJ*, 216, 291–307.
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P. & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525.
- Schuller, F., Ganesh, S., Messineo, M., Moneti, A., Blommaert, J. A. D. L., Alard, C., Aracil, B., Miville-Deschênes, M., Omont, A., Schultheis, M., Simon, G., Soive, A. & Testi, L. 2003, *A&A*, 403, 955–974.
- Sembach, K. R. & Savage, B. D. 1996, *ApJ*, 457, 211.
- Sembach, K. R., Wakker, B. P., Savage, B. D., Richter, P., Meade, M., Shull, J. M., Jenkins, E. B., Sonneborn, G. & Moos, H. W. 2003, *ApJS*, 146, 165–208.
- Shapiro, P. R. & Field, G. B. 1976, *ApJ*, 205, 762–765.
- Spitzer, Jr., L. & Fitzpatrick, E. L. 1993, *ApJ*, 409, 299–318.
- Spitzer, Jr., L. & Fitzpatrick, E. L. 1995, *ApJ*, 445, 196–210.
- Spitzer, L. 1968, *Diffuse matter in space*. New York : Interscience Publication.
- Stark, R., Dickey, J. M., Burton, W. B. & Wennmacher, A. 1994, *A&A*, 281, 199–208.
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J., Boulanger, F., Cambrésy, L., Giard, M., Jones, A. P., Lagache, G., Lamarre, J., Meny, C., Pajot, F., Le Peintre, F., Ristorcelli, I., Serra, G. & Torre, J. 2003, *A&A*, 398, 551–563.
- Stil, J. M., Lockman, F. J., Taylor, A. R., Dickey, J. M., Kavars, D. W., Martin, P. G., Rothwell, T. A., Boothroyd, A. I. & McClure-Griffiths, N. M. 2006, *ApJ*, 637, 366–379.
- Stutzki, J., Bensch, F., Heithausen, A., Ossenkopf, V. & Zielinsky, M. 1998, *A&A*, 336, 697–720.
- Tegmark, M. 1997, *ApJ*, 480, L87+.
- Thilker, D. A., Braun, R., Walterbos, R. A. M., Corbelli, E., Lockman, F. J., Murphy, E. & Maddalena, R. 2004, *ApJ*, 601, L39–L42.
- Vazquez-Semadeni, E. 2009, in the *The Role of Disk-Halo Interaction in Galaxy Evolution : Outflow vs. Infall ?*, arXiv :0902.0820.
- von Weizsäcker, C. F. 1951, *ApJ*, 114, 165.
- Voshchinnikov, N. V., Il'in, V. B., Henning, T. & Dubkova, D. N. 2006, *A&A*, 445, 167–177.
- Wakker, B. P. & Boulanger, F. 1986, *A&A*, 170, 84–90.
- Wakker, B. P., Murphy, E. M., van Woerden, H. & Dame, T. M. 1997, *ApJ*, 488, 216.

- Wakker, B. P. 2001, ApJS, 136, 463–535.
- Wakker, B. P. Hvc/ivc maps and hvc distribution functions. In van Woerden ; B. P. Wakker ; U. J. Schwarz ; K. S. de Boer, H, editor, *High Velocity Clouds*, volume 312 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 25, 2004.
- Wakker, B. P. 2006, ApJS, 163, 282–305.
- Weiß, A., Heithausen, A., Herbstmeier, U. & Mebold, U. 1999, A&A, 344, 955–964.
- Wesselius, P. R. & Fejes, I. 1973, A&A, 24, 15–34.
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., McKee, C. F., Tielens, A. G. G. M. & Bakes, E. L. O. 1995, ApJ, 443, 152–168.
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D. & Tielens, A. G. G. M. 2003, ApJ, 587, 278–311.
- Ysard, N., Miville-Deschênes, M. A. & Verstraete, L. 2010, A&A, 509, L1+.
- Zagury, F., Boulanger, F. & Banchet, V. 1999, A&A, 352, 645–658.

Annexe A

Traitement de données

Jusqu'à maintenant mon travail de recherche a souvent été effectué à l'aide d'observations de l'émission diffuse infrarouge obtenues par des télescopes spatiaux (ISO, IRAS, COBE, Spitzer, Herschel et Planck). La restitution de l'émission diffuse des régions à hautes latitudes galactiques, souvent très faible, est généralement problématique pour ce genre d'observatoire en raison des effets de mémoire non-linéaires des détecteurs et au bruit en $1/f$. Pour mener à bien mes études j'ai donc été amené à développer des méthodes adaptées de traitement des données.

A.1 ISOCAM

Le satellite ISO contenait quatre instruments dont un imageur infrarouge moyen : ISOCAM. La caractérisation des performances d'ISOCAM au sol (tests effectués à Orsay) a rapidement montré la présence d'effets de mémoire des détecteurs et d'un bruit basse fréquence ($1/f$) en excès au bruit instrumental (blanc). Sans traitement approprié, l'amplitude de ces effets rendait l'observation de régions aussi diffuses que les cirrus pratiquement impossible. Au cours de ma thèse, confronté à l'analyse d'observations ISOCAM de cirrus, j'ai contribué à la mise en place d'un modèle permettant de corriger la réponse non-linéaire du détecteur (Abergel et al., 2000) mais j'ai surtout développé une méthode simple basée sur l'utilisation de la redondance spatiale (i.e. le fait qu'un point du ciel est observé plusieurs fois) pour améliorer la soustraction des rayons cosmiques, pour corriger les effets de mémoire observés après l'impact de certains rayons cosmiques et surtout pour soustraire la composante en $1/f$ du bruit. Cette méthode de minimisation, décrite par Miville-Deschênes et al. (2000), est une version naïve des méthodes qui commençaient à se développer à l'époque dans la communauté de l'observation du CMB (Tegmark, 1997; Borrill, 1999; Prunet et al., 2000; Doré et al., 2001) et qui sont maintenant utilisées de manière quasi-systématique pour la fabrication de carte de manière optimale ("optimal map-making) dans les projets spatiaux tels que Planck (Planck HFI Core Team, 2011) ou ballons tels que BLAST (Patanchon et al., 2008).

Malgré le fait qu'elle ne soit pas optimale, la méthode que nous avons développée a permis de traiter de nombreuses observations ISOCAM, entre autre celles de ma thèse (Miville-Deschênes et al., 2002a) mais aussi celles du projet ISOGAL (Omont et al., 2003; Schuller et al., 2003) et de nombreux autres projets auxquels j'ai été impliqué (Lefloch et al., 2002; Pagani et al., 2003; Boselli et al., 2003; Pagani et al., 2004; Coia et al., 2005; Compiègne et al., 2008).

Plus tard, François Boulanger et moi avons mis au point une deuxième chaîne de traitement dédiée au mode spectro-imagerie d'ISOCAM (CVF - Circular Variable Filter). Cette deuxième méthode, décrite par Boulanger et al. (2005), a été utilisée pour réduire de manière systématique toutes les observations CVF

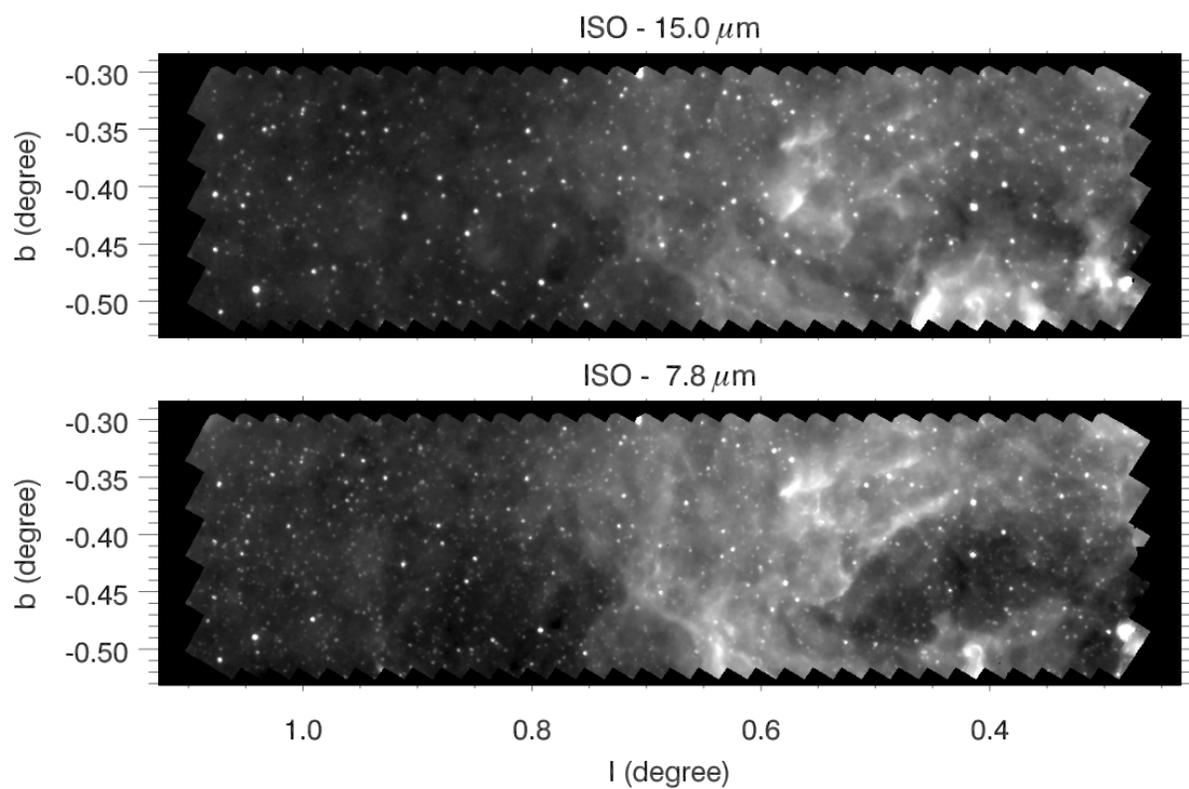


FIG. A.1: Un exemple de cartographie ISOCAM d'un des champs ISOGAL (Omont et al., 2003) produite par la méthode décrite par Miville-Deschênes et al. (2000). Les deux filtres utilisés ici (LW6 : 7.0-8.5 μm et LW9 : 14-16 μm) permettent d'isoler l'émission de différentes bandes d'émission des PAHs.

obtenues par ISO. Ces données réduites sont disponibles à la communauté dans l'archive ISO.

A.2 IRAS - IRIS

En révélant l'émission de la poussière interstellaire à 12, 25, 60 et 100 μm sur l'ensemble du ciel, le relevé du satellite IRAS a joué un rôle majeur dans notre perception et notre compréhension du milieu interstellaire. Même si les données IRAS ont été obtenues il y a plus de 25 ans, ce relevé reste d'une très grande importance, entre autres pour l'analyse des données Herschel mais tout particulièrement pour Planck. En effet, la résolution angulaire comparable ($5'$) et la couverture spectrale de l'infrarouge moyen à l'infrarouge lointain font d'IRAS un jeu de données très complémentaire des données Planck. Avec ces bandes près du maximum d'émission des gros grains, les données IRAS permettent de contraindre les propriétés de la poussière, entre autres la température des grains (Planck Collaboration, 2011b,e,a).

C'est dans cette perspective que Guilaine Lagache et moi avons travaillé au retraitement des données IRAS dont les produits finaux souffraient encore d'effets de mémoire et de bruit basse fréquence révélés par la présence de stries dans les cartes ISSA (le produit officiel IRAS - voir Fig. A.2-gauche). En effet, IRAS n'a pas été construit avec l'objectif scientifique d'observer l'émission diffuse mais plutôt de produire un catalogue de sources ponctuelles. La restitution de l'émission diffuse à toutes les échelles spatiales demande donc de corriger de la constante de temps des détecteurs (qui introduit une variation de la réponse avec l'échelle spatiale dans le cas d'un balayage à vitesse constante) et du fait que la réponse des détecteurs dépend de la brillance locale.

Le travail effectué précédemment sur les données ISOCAM nous a permis de mieux comprendre les comportements des détecteurs infrarouge et ainsi de mettre au point des algorithmes de retraitement qui améliorent de manière significative la qualité des données en terme de réponse absolue, de niveau zéro et de rapport signal-sur-bruit. En utilisant une décomposition en ondelette des données IRAS, et en utilisant les données DIRBE comme référence, nous avons effectué une correction des données en fonction de l'échelle spatiale et de la brillance locale. C'est cette correction qui est la principale innovation et qui permet maintenant d'avoir des données bien étalonnées à toutes les échelles spatiales, incluant les sources ponctuelles.

Nous avons retraité les données d'IRAS aux 4 longueurs d'onde (12, 25, 60 et 100 μm). Cette version améliorée des données, nommée IRIS et décrite par Miville-Deschênes & Lagache (2005), est en accès libre sur le site www.cita.utoronto.ca/~mamd/IRIS mais aussi au CDS via Aladin, à IPAC via leur moteur IRSA et sur le serveur américain Skyview. Une comparaison des données IRAS, IRIS et du retraitement de Schlegel et al. (1998) est présentée en Fig. A.2. Les données IRIS ont déjà été utilisées dans le cadre de plusieurs analyses scientifiques (plus de 120 citations à ce jour) et, comme mentionné plus haut, elles font partie intégrante de l'analyse scientifique des données Planck mais aussi des données Herschel.

A.3 Planck

Depuis 2002 je suis fortement impliqué dans divers aspects du traitement des données de la mission Planck. Tout d'abord je suis responsable du développement des logiciels d'analyse en temps réel et d'opérations des Planck-HFI. Ces logiciels (QLA - Quick Look Analysis et TA - Trend Analysis) sont utilisés pour l'analyse en direct des données Planck-HFI pendant les opérations, c'est à dire pendant les fenêtres de communication quotidiennes avec le satellite qui s'effectuent à l'IAS (Orsay). Le QLA a également été le logiciel de visualisation des données des différentes campagnes d'étalonnage de Planck-HFI. Mon travail a été de définir les fonctionnalités du logiciels et de superviser et encadrer le travail d'une équipe de programmeurs principalement basée à Toronto (Canada) et de mettre au point, en collaboration étroites avec les équipes

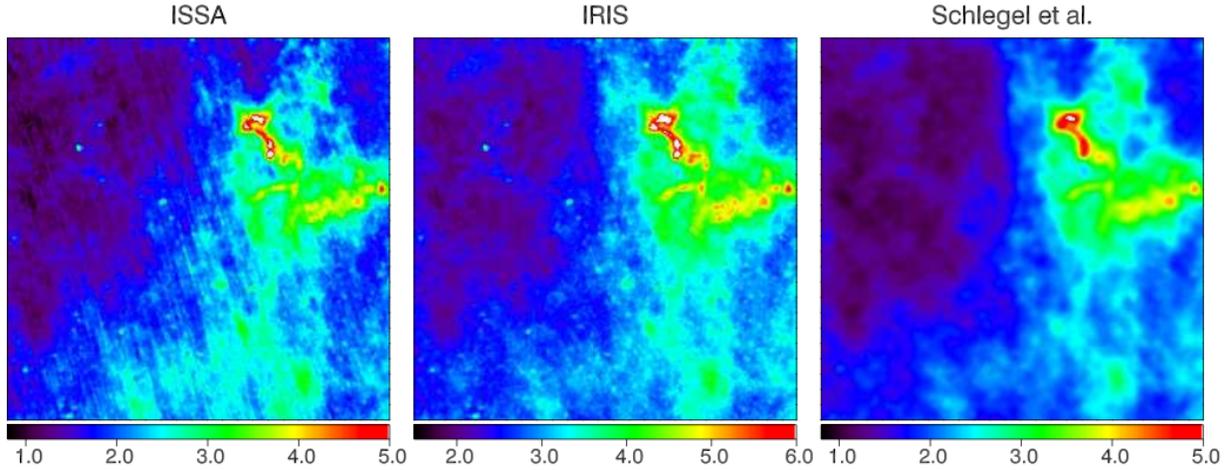


FIG. A.2: Comparaison du traitement ISSA, IRIS et Schlegel et al. (1998) sur une carte de 250×250 pixels ($6.25^\circ \times 6.25^\circ$) à $100 \mu\text{m}$. Toutes les cartes sont en MJy/sr . La carte IRIS combine la résolution angulaire de la carte ISSA et une correction des stries et du niveau zéro semblable à ce qui a été fait par Schlegel et al. (1998). Par ailleurs, et contrairement à Schlegel et al. (1998), les cartes IRIS ont été corrigées de la variation de la réponse des détecteurs en fonction du temps (i.e., de l'échelle spatiale) et de la brillance locale. IRIS a donc une réponse adéquate pour l'émission diffuse et les sources ponctuelles.

instrumentales de Planck, tous les écrans de visualisation et une librairie de scripts permettant d'accéder aux données en temps réel ou en temps différé.

Ces deux dernières années le travail s'est plutôt concentré sur le développement du Trend Analysis qui permet de faire une analyse automatique des données pendant les opérations de Planck, sur une base quotidienne et hebdomadaire. Le TA est l'outil permettant aux équipes instrumentales de communiquer quotidiennement avec l'Agence Spatiale Européenne sur l'état des instruments. Ce logiciel fait appel à mon expérience de l'émission du ciel aux fréquences Planck puisqu'il compare le signal observé au signal prédit par le modèle d'émission Galactique. Il est donc parfaitement intégré au PSM. Par ailleurs, en étant complètement intégré dans l'architecture de traitement des données Planck, le TA me permet d'étudier les effets instrumentaux de Planck. J'ai donc contribué à divers aspects de la compréhension de l'instrument HFI, entre autre sur les rayons cosmiques, la stabilité thermique, la réponse des bolomètres et les divers contaminants de la polarisation. Ce travail me permet de rester en contact direct avec le traitement des données et de tirer profit au maximum de l'analyse scientifique des données Planck.