

THÈSE

présentée au Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements

par

Xavier Dupac

en vue de l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Paul Sabatier - Toulouse III

Spécialité

ASTROPHYSIQUE

Construction optimale d'images bolométriques Contribution à l'étude du milieu interstellaire et du rayonnement fossile

Soutenue le 18 septembre 2002 devant la commission d'examen composée de:

M. Dominique Le Quéau	Président
M. François Boulanger	Rapporteur
M. Pierre Léna	Rapporteur
M. Alain Blanchard	Examineur
M. François-Xavier Désert	Examineur
M. Martin Giard	Directeur de thèse
M. James Bartlett	Invité
M. Michel Pérault	Invité

THÈSE

présentée au Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements

par

Xavier Dupac

en vue de l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Paul Sabatier - Toulouse III

Spécialité

ASTROPHYSIQUE

Construction optimale d'images bolométriques Contribution à l'étude du milieu interstellaire et du rayonnement fossile

Soutenue le 18 septembre 2002 devant la commission d'examen composée de:

M. Dominique Le Quéau	Président
M. François Boulanger	Rapporteur
M. Pierre Léna	Rapporteur
M. Alain Blanchard	Examineur
M. François-Xavier Désert	Examineur
M. Martin Giard	Directeur de thèse
M. James Bartlett	Invité
M. Michel Pérault	Invité

Résumé de la thèse

Ce travail de thèse s'inscrit dans le développement de l'astrophysique des rayonnements infrarouge lointain et millimétrique. Nous avons travaillé sur le traitement et l'analyse de données concernant le milieu interstellaire galactique à travers l'émission thermique des poussières, et la cosmologie à travers l'observation des fluctuations du rayonnement fossile. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la construction de cartes optimales par des méthodes d'inversion linéaire. Ceci nous a permis de développer une nouvelle méthode de construction de cartes pour l'expérience ballon submillimétrique PRONAOS, fondée sur une matrice d'inversion de Wiener, qui reconstruit la carte de façon globale. L'analyse des cartes de PRONAOS dans les complexes de formation d'étoiles massives que sont Orion et M17 a ensuite permis de découvrir les variations importantes des conditions physiques du milieu et des propriétés des poussières. Nous avons notamment mis en évidence des condensations froides ($T \approx 10 - 20$ K) à proximité des centres actifs de formation d'étoiles. Certains de ces nuages froids pourraient être gravitationnellement instables. Il apparaît également une anticorrélation entre la température et l'indice spectral submillimétrique. Nos investigations concernant cet effet favorisent des causes liées à la physique intrinsèque des grains. Nous avons également développé des méthodes optimales de construction de cartes pour les expériences mesurant les fluctuations du rayonnement fossile. Nous avons simulé différentes stratégies d'observation d'expériences ballon et satellite (tel que Planck), construit différents trains de données et appliqué nos méthodes de construction de cartes à ces données simulées. Les méthodes itératives développées (COBE et Wiener) permettent de reconstruire la carte du ciel avec une grande précision, malgré la grande quantité de bruit autocorrélé présent dans les trains de données. Nous avons également participé au traitement et à l'analyse des données de l'expérience ballon Archeops. En présence de bruit important et ayant des caractéristiques statistiques complexes, nous avons appliqué des méthodes simples de construction de cartes et d'estimation du spectre de puissance des fluctuations.

Mots clefs: construction de cartes - ballons - milieu interstellaire - poussière - cosmologie - rayonnement fossile

This work takes part of the development of far-infrared and millimeter astrophysics. We have worked on the data processing and analysis in the fields of the Galactic interstellar medium, through the dust thermal emission, and cosmology through the observation of the cosmic microwave background fluctuations. We have been particularly interested in optimal map-making by inverse linear methods. We have developed a new map-making

method for the balloon-borne submillimeter experiment PRONAOS, based on a Wiener inversion matrix, which allows to globally reconstruct the map. The analysis of PRONAOS maps in massive star-forming complexes as Orion and M17 allowed us to discover the large variations of the physical conditions and the dust properties. Notably, we showed cold condensations ($T \approx 10 - 20$ K) near the active star-forming centers. Some of these cold clouds could be gravitationally unstable. Also, we showed an anticorrelation between the temperature and the submillimeter spectral index. Our investigations concerning this effect favour causes related to the intrinsic physics of the grains. We have also developed optimal map-making methods for the experiments aiming at measuring the cosmic microwave background fluctuations. We simulated several different observation strategies for balloon-borne or satellite experiments (such as Planck), constructed timelines and applied our map-making methods to these simulated data. The iterative methods that we have developed (COBE and Wiener) allow to reconstruct the sky maps very accurately, in spite of the large amount of self-correlated noise present in the timelines. We have also worked on the data processing and analysis for the Archeops balloon-borne experiment. In the presence of much noise having complex statistical properties, we have applied simple map-making and power spectrum estimation methods.

Key words: map-making - balloons - interstellar medium - dust - cosmology - cosmic microwave background

Remerciements

Comme chacun sait, le travail de thèse se construit sur plus de trois ans, pendant lesquels l'apprentissage et la pratique du métier de chercheur mettent en jeu des relations humaines étroites et irremplaçables. Dans les moments difficiles vécus par les membres du département Univers Froid du CESR et par tous les Toulousains ces trois dernières années, cette affirmation prend un sens encore plus grand. De plus, la thèse est l'aboutissement de nombreuses années d'études, dont l'origine se perd dans la nuit des temps. Il serait donc vain de prétendre remercier de façon exhaustive toutes les personnes qui m'ont aidé à un moment ou à un autre de cette longue aventure estudiantine qui se termine aujourd'hui. Je m'excuse donc par avance vis-à-vis de toutes celles et ceux que j'oublie.

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse Martin Giard, qui m'a offert la possibilité de travailler dans ce domaine de recherche au CESR, et qui fut toujours prodigue en encouragements et conseils décisifs, en toutes circonstances. Je remercie les membres de mon jury de thèse, en particulier Dominique Le Quéau pour m'avoir accueilli au CESR et pour avoir accepté de présider le jury. Je remercie chaleureusement mes rapporteurs: François Boulanger et M. l'Académicien Pierre Léna, qui m'ont beaucoup aidé par leurs commentaires précieux sur le manuscrit. Je remercie également James Bartlett, Alain Blanchard et Michel Pérault pour avoir accepté d'être membres du jury. Je souhaite remercier particulièrement François-Xavier Désert en sa qualité de membre du jury, et pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée dans mon travail sur l'expérience Archeops.

Je tiens à remercier chaleureusement Guy Serra, directeur du Département Univers Froid, que j'ai eu la chance de connaître, malheureusement trop peu de temps, mais suffisamment pour l'apprécier profondément. Sa rigueur scientifique, ainsi que son enthousiasme et son optimisme humanistes et révolutionnaires m'ont beaucoup encouragé, et j'espère que son sens de l'humain restera toujours l'esprit dominant de cette équipe de travail. Je remercie l'ensemble des membres du département Univers Froid pour l'aide qu'ils ont pu m'apporter, en particulier Isabelle Ristorcelli, Laurent Ravera, Claude Mény, Catherine Pech, Charlotte Vastel, Sébastien Maret, Emmanuel Caux, et tous les autres. Je remercie le personnel administratif, en particulier Dorine Roma et Monique Méric, qui ont si souvent planché sur des parcours de mission complexes. Je remercie Henri Rème et Gilbert Vedrenne, respectivement directeurs de la formation doctorale APS et de l'école doctorale SDU2E, ainsi que la secrétaire de l'école doctorale Marie-Claude Cathala.

Je remercie chaleureusement Alain Benoît, PI d'Archeops, dont l'enthousiasme et l'énergie furent indispensables à tout le monde, notamment pendant les campagnes à Kiruna. Je remercie toute la collaboration Archeops, en particulier Philippe Filliatre, Sophie Henrot-Versillé, Olivier Doré, François Bouchet et Jean-Christophe Hamilton. Je remercie

également l'ensemble de la collaboration PRONAOS, au CESR, à l'IAS et ailleurs.

Remercions maintenant les personnes qui m'ont donné le goût de la science, de la physique et de l'astronomie pendant mon jeune âge, à commencer par mes parents, ainsi que mes instituteurs et professeurs, notamment M. Bobet et Mlle Pascaud. Je remercie chaleureusement M. Louis Ousset, et mes camarades Sylvain Genet, Mickaël Mouton et Karine Soulat avec qui j'ai pu participer aux Olympiades de Physique, en première et terminale, ce qui m'a merveilleusement initié au monde complexe de l'expérimentation. Je remercie mes enseignants à l'Université, en particulier MM. Saulnier, Abgrall et Parisot.

Je remercie enfin, et surtout, ma famille et mes amis, et tout d'abord mes parents Annette et Mikel, dont l'aide morale et financière fut indispensable pendant mes études. Je dois tout à leur confiance, à leur intérêt pour mon travail et à leur soutien sans faille. Je remercie également mon frère Rémi et ma sœur Marie, ainsi que mes grands-parents, qui m'ont toujours soutenu par leur confiance inébranlable. Je ne puis assez remercier Dominique Rougier et Sébastien Faure pour leur amitié et le partage de tant d'aventures en Terres du Milieu, dans l'eau sur (ou sous) des planches, ou dans la rue... Merci à David Rousseau, Nelly Bosselut et Bruno Barrier pour leur amitié et leur amour de la montagne (avec ou sans corde!) Merci à Arnaud Jacotin, César Bertucci, Hanna Sabat, et tous les autres. Merci enfin à Bérengère pour ses précieux commentaires sur le manuscrit, ses encouragements et son soutien de tous les instants...

Table des matières

1	L’Univers froid, un domaine à explorer	19
1.1	Introduction	19
1.2	Nature des rayonnements observés en infrarouge lointain	21
1.3	Dans le système solaire	21
1.4	Dans la Voie Lactée	22
1.5	Dans l’Univers	23
1.5.1	La théorie du Big Bang	24
1.5.2	Paramètres cosmologiques	25
1.5.3	Le rayonnement fossile	27
1.6	Instrumentation du continuum (sub-)millimétrique	28
2	La construction de cartes	31
2.1	Introduction	31
2.2	Théorie de l’inversion linéaire	32
2.2.1	Position du problème	32
2.2.2	La méthode COBE	33
2.2.3	La méthode de Wiener	33
2.2.4	La méthode du moyennage par pixel	34
2.2.5	Méthodes linéaires avancées	35
3	La poussière galactique	37
3.1	Introduction sur la poussière galactique	37
3.1.1	Généralités	37
3.1.2	Le complexe moléculaire d’Orion	39
3.1.3	Le complexe moléculaire Messier 17	41
3.2	L’expérience PRONAOS	44
3.2.1	Pourquoi PRONAOS?	44
3.2.2	Qu’est-ce que PRONAOS?	44
3.2.3	Quand et comment observe PRONAOS?	46
3.2.4	Qu’observe PRONAOS?	47
3.3	Construction de cartes pour PRONAOS-SPM	47
3.3.1	Introduction	47
3.3.2	La méthode de construction de cartes Wiener-Fourier	49
3.3.3	La méthode de construction de cartes Wiener globale	49
3.4	Analyse des cartes de PRONAOS de la Nébuleuse d’Orion M42	56

3.4.1	Étude des cartes d'intensité	57
3.4.2	Données complémentaires	60
3.4.3	Dérivation de la température et de l'indice spectral	62
3.4.4	Variations de la température et de l'indice spectral	63
3.4.5	Densités de colonne et masses	66
3.4.6	Conclusion sur Orion	70
3.5	Analyse des cartes de PRONAOS du complexe moléculaire M17	70
3.5.1	Étude des cartes d'intensité de PRONAOS	71
3.5.2	Données IRAS	73
3.5.3	Dérivation de la température et de l'indice spectral	74
3.5.4	Variations de la température et de l'indice spectral	75
3.5.5	Densités de colonne et masses	77
3.5.6	Conclusion sur M17	79
3.6	Anticorrélation entre la température et l'indice spectral des poussières	79
3.6.1	Résultats sur les pics d'intensité	79
3.6.2	Résultats sur les cartes de température et d'indice spectral	81
3.6.3	Effet des erreurs sur les paramètres de l'ajustement	84
3.6.4	Effet de mélange de températures	84
3.6.5	Conclusion: un effet dû à la physique des grains?	87
3.7	Conclusion: l'apport de PRONAOS pour la connaissance de la structure galactique et la cosmologie	88
3.8	Projets futurs	89
3.8.1	Introduction	89
3.8.2	ELISA	89
3.8.3	SNOOPY	90
3.8.4	Herschel	91
3.8.5	Planck	93
4	Le rayonnement fossile	95
4.1	Les fluctuations du rayonnement fossile	95
4.1.1	Les fluctuations primordiales	95
4.1.2	Les fluctuations secondaires	96
4.1.3	Les avant-plans	97
4.2	Observations des fluctuations du CMB	98
4.3	L'expérience Archeops	103
4.3.1	Pourquoi Archeops?	103
4.3.2	Qu'est-ce qu'Archeops?	103
4.3.3	Comment observe Archeops?	105
4.4	L'expérience Planck et le rayonnement fossile	107
4.5	Introduction sur la construction de cartes pour les expériences CMB	110
4.6	Simulations de données d'expériences CMB	112
4.6.1	Stratégies d'observation	112
4.6.2	Simulation des données	117
4.7	Méthodes de construction de cartes pour les expériences CMB	120
4.7.1	Pixélisation	120

4.7.2	Moyennage par pixel	120
4.7.3	Blanchissage et moyennage par pixel	121
4.7.4	Propriétés de corrélation	125
4.7.5	Méthode de Wiener directe	126
4.7.6	Méthode COBE itérative	127
4.7.7	Matrice de covariance du bruit dans la carte	129
4.7.8	Méthode de Wiener itérative	129
4.7.9	Généralisation des méthodes itératives	130
4.8	Application des méthodes de construction de cartes aux données simulées .	130
4.8.1	Étude des méthodes sur l'expérience ballon polaire	130
4.8.2	Étude comparée des stratégies d'observation	137
4.8.3	Étude des méthodes itératives Wiener et généralisée	138
4.8.4	Construction de cartes en présence de systématiques	139
4.8.5	Conclusion	140
4.9	Traitement 1-D et construction de cartes d'Archeops	142
4.9.1	Traitement du signal temporel	142
4.9.2	Construction de cartes	143
4.9.3	Séparation de composantes	148
4.10	Analyse possible des cartes d'Archeops	148
4.10.1	La Galaxie	148
4.10.2	Spectre de puissance harmonique du CMB	149
4.10.3	Paramètres cosmologiques	153
5	Conclusion générale	155
6	Renseignements complémentaires	159
6.1	Campagnes, colloques, écoles	159
6.1.1	Campagnes	159
6.1.2	Colloques	159
6.1.3	Écoles	160
6.2	Liste des publications	160
6.2.1	Articles de journaux (rang A) en premier auteur	160
6.2.2	Articles de journaux (rang A) en co-auteur	161
6.2.3	Articles de colloques en premier auteur	161
6.2.4	Articles de colloques en co-auteur (liste non exhaustive)	161
	Bibliographie	163

Table des figures

1.1	Sir Herschel en 1800	20
1.2	Vue de la Galaxie par le satellite IRAS	24
1.3	Résumé de l'Histoire de l'Univers	25
1.4	Le spectre de corps noir du CMB	28
1.5	Transmission atmosphérique	29
1.6	Bolomètres	30
3.1	Carte CO d'Orion	40
3.2	Carte continuum d'Orion	42
3.3	Cartes CO de M17	43
3.4	La nacelle PRONAOS	45
3.5	Carte par la méthode Wiener-Fourier	50
3.6	Lobe et matrice	51
3.7	Construction de cartes sur simulation	54
3.8	Carte de M17 par la méthode du bruit uniforme	55
3.9	Erreurs de reconstruction	56
3.10	Cartes PRONAOS d'Orion à 200-260 μm	58
3.11	Cartes PRONAOS d'Orion à 360-580 μm	59
3.12	Carte IRAS d'Orion	61
3.13	Spectres en intensité de la Nébuleuse d'Orion	63
3.14	Cartes de température et d'indice d'Orion	64
3.15	Cartes de M17 à 200-260 μm	71
3.16	Cartes de M17 à 360-580 μm	72
3.17	Carte IRAS à 100 μm de M17	74
3.18	Spectres en intensité de M17	75
3.19	Cartes de température et d'indice dans M17	76
3.20	Contours de vraisemblance de six régions dans Orion	80
3.21	Répartition des couples température - indice pour Orion	82
3.22	Répartition des couples température - indice pour M17	83
3.23	L'équipe SNOOPY	91
3.24	Le satellite Herschel	92
3.25	Le satellite Planck	94
4.1	Carte COBE	99
4.2	Spectre observationnel du CMB avant BOOMERANG	100
4.3	Carte BOOMERANG des fluctuations du CMB	101

4.4	Spectre observationnel du CMB aujourd'hui	102
4.5	La nacelle Archeops	104
4.6	Trajectoire suivie par Archeops le 7 fév. 02	107
4.7	L'équipe scientifique Archeops à Kiruna	108
4.8	Simulation du spectre du CMB visible par Planck	109
4.9	Cartes de poids d'expériences ballon polaires	113
4.10	Cartes de poids d'expériences ballon équatoriales	115
4.11	Cartes de poids d'expériences satellite	116
4.12	Ciel simulé	119
4.13	Cartes de poids	122
4.14	Cartes avec le bruit	123
4.15	Cartes du CMB avec le bruit	124
4.16	Filtrage de blanchissage	125
4.17	Spectres du bruit et du signal	127
4.18	Convergence des itérations	131
4.19	Carte de bruit résiduel du vol polaire	133
4.20	Spectres en C_l du bruit	134
4.21	Carte de bruit résiduel Wiener directe	136
4.22	Spectres en C_l des cartes	137
4.23	Carte de bruit résiduel Wiener directe	138
4.24	Carte de bruit résiduel Wiener itératif	139
4.25	Carte du ciel reconstruite avec systématique	141
4.26	Carte Archeops Trapani	144
4.27	Comparaison Archeops/COBE	145
4.28	Carte itérée KS1	146
4.29	Cartes Archeops KS1	147
4.30	Carte après extraction de la Galaxie	149
4.31	Simulations de spectres de puissance KS1	151
4.32	Spectres de puissance en bandes	152
4.33	Spectres de puissance de modèles cosmologiques	154

Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques de PRONAOS	46
3.2	Observations de PRONAOS	48
3.3	Flux intégrés pour les données PRONAOS	57
3.4	Flux intégrés autres que PRONAOS	62
3.5	Température et indice spectral dans Orion	65
3.6	Densités de colonne et masses dans Orion	69
3.7	Flux intégrés dans M17	72
3.8	Température et indice spectral de M17	76
3.9	Densités de colonne et masses dans M17	77
3.10	Ajustement à deux composantes de poussières	86
4.1	Vols réalisés par l'expérience Archeops	106
4.2	Caractéristiques des trois trains de données simulés	117
4.3	Bruit résiduel	132
4.4	Bruits non stationnaires	140

Introduction générale

Étudiez comme si vous deviez vivre toujours [...]

S^t Isidore de Séville

Il convient tout d'abord de préciser la nature de cette thèse, et les compétences auxquelles elle fait appel. Cette thèse d'astrophysique comporte l'étude de deux sujets scientifiques qui peuvent apparaître au premier abord assez éloignés l'un de l'autre, à savoir les poussières galactiques froides et le rayonnement fossile, ce dernier étant le plus important en termes de temps et de travail. Le premier est relié au milieu interstellaire de notre galaxie, le second à la cosmologie de notre univers. Cependant, comme ce sera développé plus loin, les instruments de mesure de ces deux objets sont semblables, parfois les mêmes, et de ce fait les chaînes de traitement des données concernant ces deux domaines scientifiques sont fortement corrélées, y compris en ce qui concerne le problème de la construction de cartes.

Le sujet phare de cette thèse est bien la construction d'images, qui est un problème mathématique relativement simple à poser mais moins évident à résoudre et à appliquer dans la pratique. Environ un tiers de notre temps de travail concernant l'analyse des données de PRONAOS fut occupé par la construction d'images proprement dite, ainsi que l'essentiel de notre temps sur l'analyse des données d'Archeops. Il s'agit d'un problème de mathématiques appliquées qui fait appel à de l'analyse numérique, de l'algorithmique, et bien sûr à la programmation associée. Cependant, la parfaite connaissance du ciel que l'on observe est indispensable, car l'objectif de la construction de cartes est bien moins de faire de belles cartes que de sauvegarder toute l'information astrophysique utile, tout en réduisant le bruit et la masse d'information. Il s'agit d'une étape essentielle dans l'analyse de données astrophysiques, en particulier en ce qui concerne le rayonnement fossile. Nous avons pu contribuer à la création, au développement et aux applications de nouvelles méthodes de construction de cartes, à la fois pour PRONAOS, expérience concernée par l'étude du milieu interstellaire, et pour les expériences concernées par l'étude du rayonnement fossile.

Bien entendu, le travail scientifique ne s'arrête pas lorsque l'on a construit les cartes. Nous avons contribué à l'étude scientifique du milieu interstellaire dense, principalement dans les régions de formation d'étoiles massives Orion et Messier 17, à partir de données PRONAOS. Cette étude fait appel à des connaissances générales physico-chimiques et astrophysiques, ainsi qu'à des notions de statistique. Nous avons aussi participé à l'étude des cartes d'Archeops, en ce qui concerne l'estimation du spectre de puissance des fluctuations du rayonnement fossile.

Ce mémoire est structuré comme suit: le premier chapitre introduit le contexte scientifique de cette thèse, le chapitre 2 est consacré au problème de la construction de cartes dans sa généralité, le chapitre 3 expose notre travail sur la construction de cartes pour PRONAOS et l'étude des poussières dans la Galaxie, et le chapitre 4 expose notre travail concernant le rayonnement fossile.

Une grande partie du travail fourni pendant ces trois années a pu donner lieu à des publications (liste fournie en section 6.2), mais celles-ci ne sauraient en aucun cas représenter la totalité du travail de thèse, comme d'ailleurs ne le représente pas parfaitement non plus ce mémoire. Car en définitive, comment rendre compte de l'essentiel, à savoir que la recherche reste avant tout une aventure humaine collective, mais aussi une quête personnelle?

Chapitre 1

L'Univers froid, un domaine à explorer

Suivant la lumière du soleil, nous quittâmes le Vieux Monde.

Christophe Colomb

1.1 Introduction

En l'an 1800, Sir Frederick William Herschel (1738-1822) découvrit ce qu'il appela les "rayons calorifiques" (voir figure 1.1). L'expérience qu'il réalisa mit en effet en évidence le rayonnement infrarouge grâce à l'effet de chauffage qu'il produisit. Dès sa découverte première, le rayonnement infrarouge fut donc associé à la notion de température. Mais, tandis que dans le sens commun ce rayonnement est associé à l'idée de chaleur, la connaissance du spectre électromagnétique en deçà du rouge s'étendit jusqu'à des longueurs d'onde qui caractérisent des températures très froides.

Aujourd'hui, nous savons que le rayonnement infrarouge lointain qui caractérise l'Univers froid représente la majorité de la puissance de radiation qui nous vient du ciel. Cependant, paradoxalement, cette partie du spectre électromagnétique fut largement ignorée jusqu'aux trente dernières années, alors même que l'astronomie radio s'était largement développée, et que bien entendu l'astronomie optique existait depuis l'Antiquité, faisant de cette science l'une des plus anciennes au monde. Il est vrai que le rayonnement infrarouge lointain provenant de l'extérieur de notre planète subit l'effet de l'absorption par l'atmosphère, et que de ce fait l'observation au sol est limitée à quelques fenêtres de transmission et/ou à des sites d'observation exceptionnels et à haute altitude. Malgré des progrès fulgurants réalisés à la fin du vingtième siècle pour l'observation de ce rayonnement infrarouge lointain, c'est bien en dehors de l'atmosphère terrestre que son observation est la plus prometteuse. Par la suite, nous ne parlerons essentiellement plus que de ce rayonnement infrarouge lointain, autrement appelé submillimétrique et millimétrique: dont la longueur d'onde est comprise entre environ $100 \mu\text{m}$ et 3 mm , ce qui correspond au domaine de fréquence compris entre 100 et 3000 GHz. Encore aujourd'hui, de nombreuses longueurs d'onde dans ce domaine sont peu explorées, en particulier les cartographies complètes du ciel sont limitées à des résolutions angulaires très larges (7 degrés pour le satellite COBE, COsmic Background Explorer, dans le millimétrique). Nous nous sommes intéressés pour

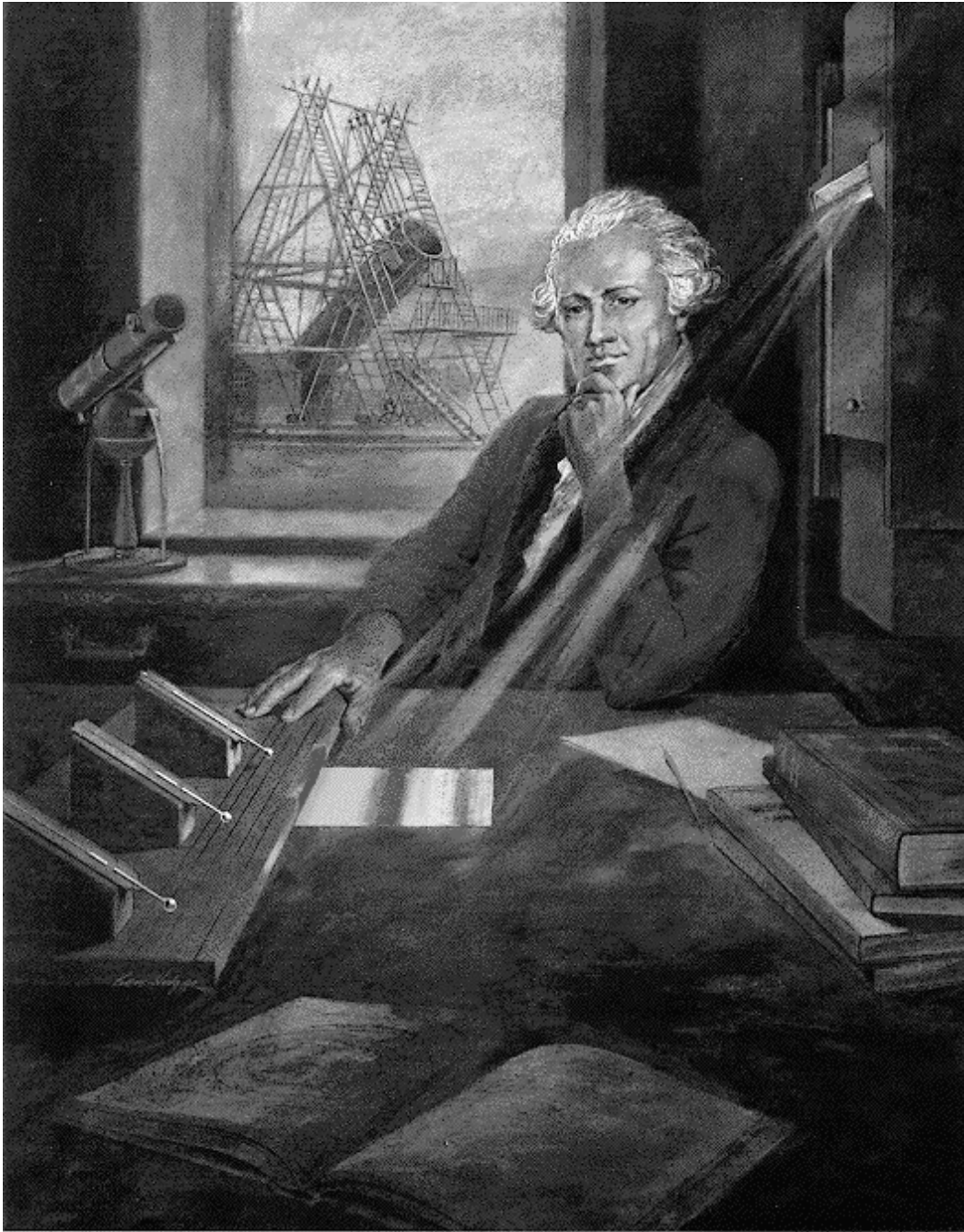


FIG. 1.1 – *Sir Herschel découvrant le rayonnement infrarouge (1800). Image tirée du site de l'IPAC ([http:// www.ipac.caltech.edu](http://www.ipac.caltech.edu)).*

cette thèse à l'observation de ce rayonnement en dehors de l'atmosphère terrestre, essentiellement grâce à des instruments embarqués en ballon stratosphérique. Nous présentons dans les sections suivantes une introduction aux domaines scientifiques reliés à ces observations de l'Univers froid, et nous présentons succinctement les modes d'observations et détecteurs concernés en section 1.6.

1.2 Nature des rayonnements observés en infrarouge lointain

Le rayonnement infrarouge lointain en astronomie caractérise principalement deux natures radiatives distinctes: le rayonnement thermique continuum des solides froids, et les raies de rotation du gaz moléculaire. D'autres rayonnements sont aussi présents de façon marginale (bremsstrahlung des électrons par exemple). Le rayonnement thermique caractérise un corps (solide, liquide ou gaz) en équilibre thermodynamique. Les particules composant ce corps ont une énergie cinétique moyenne caractérisée par la température de ce corps. La densité d'états d'énergie du corps émetteur définit la forme de l'émission: continuum dans le cas d'un solide, discrète (raies) dans le cas d'un gaz. Pour les solides (grains), connaissant la température, la loi d'émission est approximativement celle du corps noir, c'est-à-dire la loi de Planck. L'intensité émise par unité de fréquence (ou de longueur d'onde) est proportionnelle à:

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.1)$$

où B_ν est appelée la fonction de Planck ($\text{W}/\text{m}^2/\text{Hz}/\text{sr}$), ν est la fréquence (Hertz), T est la température (Kelvin), h la constante de Planck, k la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière. L'émission d'un solide en équilibre thermodynamique est donc parfaitement décrite (à un facteur d'échelle près) par un seul paramètre, la température. Ce rayonnement thermique des grains est un continuum, comme l'indique l'équation de Planck (1.1), il pourra donc être observé dans des bandes de fréquence larges.

L'autre rayonnement important en astronomie dans le domaine millimétrique - submillimétrique est l'émission (thermique également) des raies du gaz (molécules, atomes ou ions). Dans ce domaine de longueur d'onde, ces raies sont principalement dues à la quantification des niveaux d'énergie de rotation des molécules, mais il existe aussi des raies de structure fine des atomes et des ions. Ainsi, la relaxation d'un niveau d'énergie plus élevé vers un niveau plus bas permet d'émettre un photon de longueur d'onde discrète. De ce fait, ces rayonnements pourront être observés dans des bandes de fréquence étroites ou par des spectromètres.

Ces rayonnements que l'on observe dans le domaine infrarouge lointain proviennent de différentes distances dans l'Univers.

1.3 Dans le système solaire

Le rayonnement infrarouge lointain dans le système solaire correspond à l'émission thermique des planètes et autres objets froids, c'est-à-dire ceux situés à une grande dis-

tance du Soleil. En particulier, les planètes géantes (Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune) sont une source importante de radiation infrarouge lointaine. Ces objets ont en effet une température de surface de ≈ 50 K pour Neptune et ≈ 120 K pour Jupiter. Nous n'avons pas étudié l'émission thermique de ces objets, mais ils peuvent être utilisés pour étalonner un instrument destiné à observer le rayonnement infrarouge lointain plus faible provenant de la Galaxie ou du rayonnement fossile. En particulier, un instrument possédant un lobe relativement grand (quelques minutes d'arc) peut utiliser les planètes géantes comme sources ponctuelles puissantes, afin de cartographier les lobes de l'instrument.

1.4 Dans la Voie Lactée

Notre galaxie, la Voie Lactée, tire son nom du rayonnement visible diffus des étoiles. Elle doit l'existence de cette lumière stellaire à la présence d'un milieu interstellaire gazeux, dans lequel naissent les étoiles et les systèmes stellaires. Cependant, si la présence de nombreuses étoiles dans la Voie Lactée saute aux yeux depuis l'Antiquité, celle de matière interstellaire se résume seulement à de l'intuition. Des objets diffus appelés "nébuleuses" ont été observés depuis la Renaissance, grâce à l'invention des instruments optiques (lunettes, télescopes). La présence de matière diffuse a donc été imaginée, mais la confusion régnait entre les nébuleuses effectivement présentes dans la Galaxie (matière interstellaire gazeuse) et celles lui étant extérieures (galaxies).

Ce n'est que pendant la deuxième moitié du XIX^e siècle que fut mise en évidence de façon irréfutable la présence de matière interstellaire dans la Galaxie par l'observation de raies d'émission dans le visible. En particulier, les travaux de Sir William Huggins et d'autres, principalement sur la Grande Nébuleuse d'Orion (par exemple Huggins 1865 et Huggins 1882), permirent de mettre en évidence cette matière. La découverte de nuages interstellaires tels que la Nébuleuse d'Orion permit également d'expliquer l'atténuation de la lumière stellaire dans la voie Lactée (taches sombres telles que le Sac à Charbon près de la Croix du Sud).

Après les régions ionisées mises en évidence dans le visible, le développement de la radioastronomie pendant la première moitié du XX^e siècle permit d'identifier dans les années cinquante l'hydrogène atomique par sa raie de structure hyperfine à 21 cm (par exemple van de Hulst *et al.* 1951, Lilley 1955). Ce constituant majoritaire du milieu interstellaire permit de tracer la grande structure (spirale) de la Voie Lactée. Les raies de rotation moléculaires furent les cibles suivantes de la radioastronomie, qui détecta les molécules OH, CO, H₂O, NH₃, H₂CO, CN, et de nombreuses autres, pour arriver à environ 120 aujourd'hui (Snyder 1997). Depuis la fin des années 1970, l'astronomie infrarouge et millimétrique de la Galaxie s'est développée en particulier grâce à l'observation spatiale, notamment par les satellites IRAS (InfraRed Astronomical Satellite, 1983-84, voir la carte du ciel en figure 1.2), COBE (COsmic Background Explorer, 1992) et ISO (Infrared Space Observatory, 1995-98).

Le milieu interstellaire gazeux se présente sous trois états: moléculaire, atomique et ionisé (voir McKee & Ostriker 1977). Sa structure fractale fait apparaître des contrastes de densité et de température très importants, la densité pouvant varier de moins de 10^{-3} H.cm⁻³ dans les bulles d'expansion des supernovæ, jusqu'à plus de 10^8 H.cm⁻³ dans les nuages moléculaires denses. Inversement, la température peut varier de moins de 10 K dans les nuages moléculaires denses et/ou éloignés des sources de rayonnement des étoiles,

jusqu'à des millions de degrés dans les résidus de supernovæ. La masse totale de milieu interstellaire dans la Galaxie représente seulement 4 % environ de la masse totale de la Galaxie, pour l'essentiel due aux étoiles. Dans le milieu interstellaire, l'essentiel de la masse est contenue dans les nuages moléculaires (H_2 , ≈ 40 %), les nuages atomiques (H I, ≈ 40 %), et les régions diffuses atomiques inter-nuages (H I, ≈ 20 %, voir par exemple Bakes 1997). Bien que les bulles de supernovæ représentent environ 50 % du volume du milieu interstellaire galactique, elles ne contribuent pas significativement à sa masse. Le cycle de la vie stellaire dans la Galaxie est donc comme suit: les étoiles naissent par effondrement gravitationnel dans les coeurs denses des nuages moléculaires, vivent leur vie d'étoile (fusion thermonucléaire de l'hydrogène, puis de l'hélium, du carbone, de l'oxygène, etc, pour les étoiles massives), puis meurent en laissant une bulle de matière diffuse en expansion (nébuleuses "planétaires" ou résidus de supernova suivant la masse de l'étoile). Une partie de la masse de l'étoile reste sous forme de résidu stellaire (naine blanche, étoile à neutrons ou trou noir (?) suivant la masse stellaire initiale), le reste retournant au milieu qui s'en trouve enrichi en éléments lourds ("métallicité"), i.e. plus lourds que l'hélium. Cette matière interstellaire évolue pour former de nouveaux nuages denses, qui formeront la génération stellaire suivante. Ce cycle répété a pour conséquence de faire évoluer la composition chimique de la Galaxie vers toujours plus d'éléments lourds, modifiant ainsi la chimie également à l'intérieur des étoiles.

On voit donc que l'étude des nuages moléculaires est particulièrement intéressante pour caractériser la formation stellaire, ainsi que la structure de la Galaxie. Outre le gaz (H_2 et He essentiellement), de la poussière est présente dans les nuages moléculaires. Elle représente 1 % environ de la masse du milieu, et consiste en différentes espèces carbonées et silicatées. L'émission thermique des gros grains est observée dans le domaine submillimétrique (longueur d'onde entre $100 \mu m$ et $1 mm$). Cependant, cette émission n'est pas un corps noir parfait, et la température ne définit pas complètement la poussière galactique. Nous présentons les caractéristiques des poussières galactiques, ainsi que notre étude effectuée grâce aux données PRONAOS, au chapitre 3.

En conclusion de cette section, rappelons que les connaissances actuelles sur la structure de la Galaxie, la formation stellaire, ou l'évolution physico-chimique du milieu interstellaire, sont très sommaires, surtout si l'on compare à d'autres domaines de l'astrophysique tels que la structure et l'évolution stellaire. En effet, par exemple, le rôle probablement prépondérant des champs magnétiques dans la structure galactique, ou la formation des molécules et des grains dans le milieu, sont mal connus et peu modélisés. La même chose peut être dite pour les premiers stades de la formation stellaire. L'Univers froid galactique reste donc largement un domaine à explorer.

1.5 Dans l'Univers

Aujourd'hui, la très grande majorité des cosmologistes adhère à la théorie du Big Bang, dans le contexte de la Relativité Générale d'Einstein.

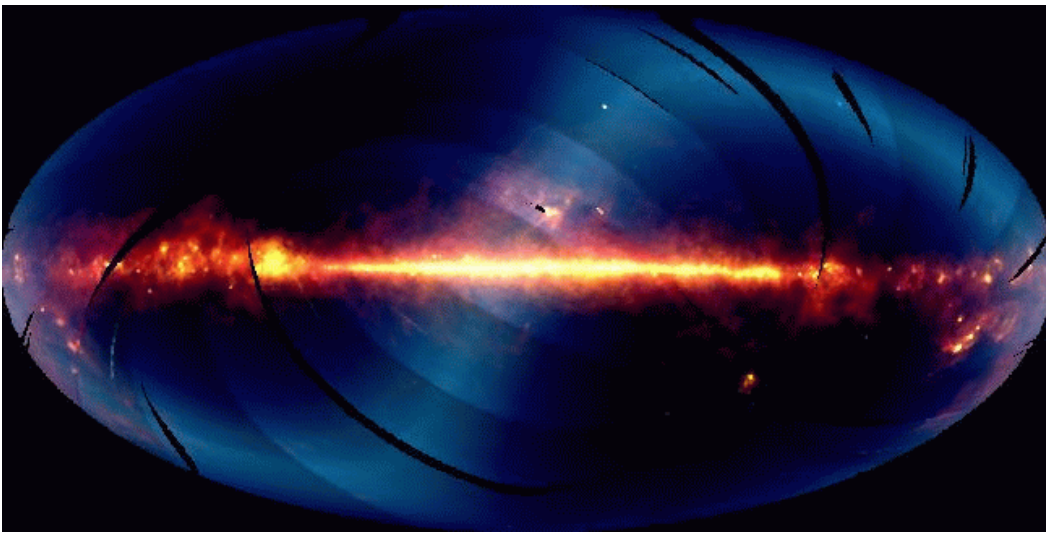


FIG. 1.2 – Vue de la Galaxie par le satellite IRAS. Les trois couleurs utilisées pour cette image sont le bleu (données IRAS à $12 \mu\text{m}$), le vert ($60 \mu\text{m}$) et le rouge ($100 \mu\text{m}$). Image tirée du site web de l'IPAC: <http://www.ipac.caltech.edu>.

1.5.1 La théorie du Big Bang

Les postulats de la Relativité Générale impliquent que l'espace et le temps forment une variété riemannienne à quatre dimensions, éventuellement dotée d'une courbure. La géométrie et la courbure de l'espace-temps sont reliées de façon simple à la densité d'énergie et de masse. Si l'on a une distribution simple de masse-énergie, il est possible d'exprimer analytiquement la géométrie de l'espace-temps, par sa métrique. Dans le cadre de la cosmologie, une hypothèse extrêmement simple, mais qui s'avère valable à grande échelle, est de considérer que la densité de masse-énergie dans l'Univers est homogène et isotrope à toutes les époques (c'est le principe cosmologique). La géométrie de l'Univers s'exprime alors par la métrique de Friedmann-Robertson-Walker:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1.2)$$

où r , θ et ϕ sont les coordonnées sphériques, c la vitesse de la lumière, k le paramètre de courbure de l'espace, valant -1 , 0 ou 1 , et $R(t)$ le facteur d'échelle. Deux grandeurs définissent donc un univers donné qui respecte le principe cosmologique: la courbure de l'espace (fermé, plat ou ouvert), et l'évolution temporelle du facteur d'échelle. Cette dernière est décrite par les équations de Friedmann, qui dérivent des équations d'Einstein appliquées à la métrique de Friedmann-Robertson-Walker.

Les observations cosmologiques, à la lumière des équations de Friedmann, ont mis en évidence que l'Univers était en expansion depuis un temps zéro où l'Univers était infiniment dense: c'est la théorie du Big Bang. Les deux preuves observationnelles majeures de cette théorie sont, d'une part, la récession des galaxies, mise en évidence par le décalage spectral vers le rouge (z) systématique des raies observées dans les galaxies éloignées, établissant que la vitesse de récession est (sans tenir compte des mouvements locaux) proportionnelle à

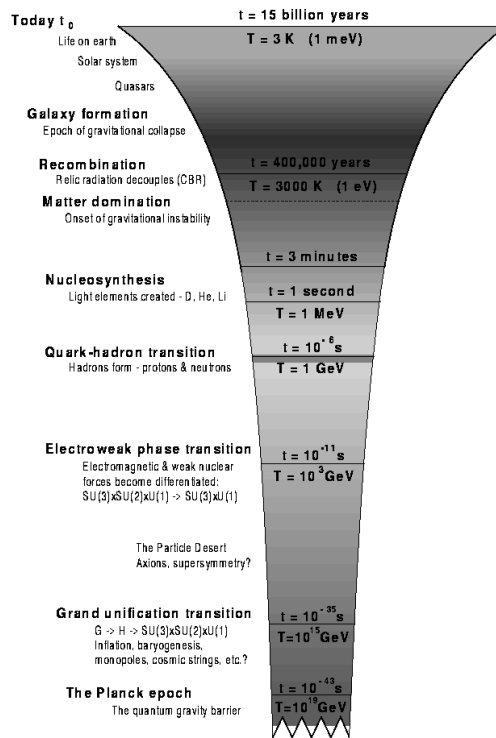


FIG. 1.3 – Un résumé de l’Histoire de l’Univers d’après la théorie du Big Bang et théories modernes attendant. Figure tirée du site [http:// www.damtp.cam.ac.uk](http://www.damtp.cam.ac.uk).

la distance entre deux galaxies, tels deux points sur la surface d’un ballon de baudruche. Le coefficient de proportionnalité est la constante de Hubble H_0 (Hubble & Humason 1931). D’autre part, la deuxième preuve majeure de la théorie du Big Bang est la découverte (fortuite) du rayonnement fossile ou CMB (Cosmic Microwave Background) en 1965 par Penzias et Wilson, ingénieurs au Bell Telephone Laboratories Incorporated.

Notons que nous utiliserons le sigle CMB bien qu’il s’agisse d’un acronyme anglais, car il s’agit de l’acronyme le plus couramment utilisé pour désigner le rayonnement fossile, et qu’il n’en existe pas de répandu en français.

L’Histoire de l’Univers est aujourd’hui supposée avoir eu lieu comme schématisé en figure 1.3. Une théorie intéressante pour l’Histoire de l’Univers est celle de l’inflation. Celle-ci prévoit que l’Univers est passé par une phase d’expansion accélérée exponentielle (et non plus seulement de décélération comme aujourd’hui), ce qui signifierait que des régions aujourd’hui causalement indépendantes (car il existe un horizon des événements et donc de l’Univers observable) ont été causalement liées avant l’inflation, et que leurs faibles anisotropies primordiales se sont retrouvées après l’inflation. Ceci expliquerait pourquoi l’on observe aujourd’hui une si grande isotropie dans le CMB, malgré la non-causalité aux grandes échelles.

1.5.2 Paramètres cosmologiques

Les équations de Friedmann introduisent des paramètres cosmologiques, qui dépendent de $R(t)$, de ses dérivées, de la courbure k et des densités de matière et d’énergie. Décrivons

rapidement les plus importants:

- Ω , le paramètre de densité totale de l'Univers, aujourd'hui ($z = 0$). Même si nous omettons l'indice 0 pour les paramètres par commodité, il s'agit bien des valeurs à l'époque actuelle. La valeur 1 est la densité critique: $\Omega = 1$ signifie un univers plat, à géométrie euclidienne ($k = 0$), $\Omega < 1$ signifie un univers ouvert (l'Univers est infini dans ces deux cas), et $\Omega > 1$ un univers fermé, à géométrie sphérique, donc fini. Les expériences récentes concernant les fluctuations du rayonnement fossile favorisent clairement $\Omega \approx 1$ (voir par exemple de Bernardis *et al.* 2000). Le paramètre de densité totale se décompose en plusieurs composantes d'énergie:

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda = \Omega_{CDM} + \Omega_{bar} + \Omega_\Lambda \quad (1.3)$$

- Ω_m , le paramètre de densité effective. Il s'agit de la fraction de la densité critique sous forme de matière et d'énergie. La matière domine largement aujourd'hui. Les expériences récentes concernant le rayonnement fossile et les supernovæ favorisent $\Omega_m \approx 0.3$ (voir notamment Netterfield *et al.* 2002).

- Ω_{CDM} , le paramètre de densité de matière noire froide (*Cold Dark Matter* soit CDM). Ce terme de matière noire signifie ici: non baryonique. Il s'agit de la fraction de la densité critique sous forme de matière noire froide. La matière habituelle est en effet constituée de baryons (protons, neutrons) et de leptons (électrons essentiellement). Les baryons sont les particules qui dominent la masse de la matière traditionnelle, aussi qualifie-t-on simplement cette matière de "baryonique". L'existence de matière invisible est invoquée pour expliquer le désaccord entre les mesures de masse effectuées d'après les objets que nous voyons dans l'Univers, et les mesures cosmologiques qui montrent des masses de matière bien supérieures. Des objets baryoniques invisibles peuvent être invoqués pour expliquer ce désaccord (naines brunes et autres MACHOs, mais aussi agglomérats de quarks exotiques...), mais les mesures cosmologiques contraignent également la densité baryonique totale, pas seulement celle qui est visible, et montrent qu'une autre matière doit exister pour expliquer les observations. Cette matière noire pourrait être composée de matière noire chaude ou HDM (neutrinos...), mais surtout de matière sombre froide (CDM) formée de particules exotiques, extensivement imaginées par les théoriciens, mais jamais détectées (particules SUSY, photinos, axions...). La matière sombre froide représente la grande majorité de la densité effective.

- Ω_{bar} , le paramètre de densité de matière baryonique. Il s'agit de la matière nucléaire habituelle (protons, neutrons, antiprotons, atomes, molécules, étoiles, etc) mais aussi d'une éventuelle matière noire baryonique exotique (agglomérats de quarks...). Ω_{bar} est la fraction de la densité critique sous forme de matière baryonique. Les expériences récentes favorisent Ω_{bar} de l'ordre de 0.03 à 0.1 (Netterfield *et al.* 2002).

- Λ , la constante cosmologique, est un postulat qui apparaît naturellement dans les équations d'Einstein. Son histoire est assez mouvementée; en effet elle fut originellement introduite par Einstein dans les équations de la Relativité Générale, plus par nécessité

philosophico-mystique d'avoir un Univers statique que par souci de généralité mathématique, puis elle fut oubliée et jetée aux orties lorsque les preuves de l'expansion de l'Univers arrivèrent, pour être ressortie du placard afin d'expliquer le désaccord entre la densité totale de l'Univers et la densité de matière-énergie. Les expériences récentes concernant le rayonnement fossile et les supernovæ favorisent $\Omega_\Lambda \approx 0.7$ (voir par exemple Netterfield *et al.* 2002).

- H_0 , la constante de Hubble, est définie observationnellement par le rapport entre la vitesse de récession des galaxies et leur distance (Hubble & Humason 1931), et théoriquement par le rapport $R'(t)/R(t)$. Ce paramètre qui s'exprime en unité exotique de km/s/Mpc est relié assez simplement à l'âge de l'Univers (en première approximation, l'âge de l'Univers est l'inverse de H_0). H_0 a une valeur mal connue entre environ 45 et 90 km/s/Mpc, ce qui correspond à un âge de l'Univers d'environ 15 milliards d'années.

- q_0 , le paramètre de décélération de l'expansion de l'Univers à $z=0$. $q(t)$ est défini par:

$$q(t) = -\frac{R''(t) R(t)}{R'(t)^2} \quad (1.4)$$

- n , l'indice spectral du spectre de puissance des fluctuations de densité (voir section 1.5.3).

Ces paramètres, avec quelques autres, sont souvent appelés les "12 nombres". Leur détermination précise est l'un des objectifs essentiels de la cosmologie observationnelle du début du XXI^e siècle, afin de pouvoir contraindre les théories cosmologiques.

1.5.3 Le rayonnement fossile

Prédit en 1948 par Gamow (Gamow 1948*a* et Gamow 1948*b*), ce rayonnement est émis environ 300000 ans après le Big Bang ($z \approx 1100$). Avec l'expansion, le fluide cosmique se dilate et la température du milieu diminue. Lorsque l'énergie des photons a diminué jusqu'à une température d'environ 4000 K, ceux-ci cessent d'être ionisants et permettent que les protons et les électrons libres de l'Univers primordial se combinent pour former des atomes d'hydrogène. L'Univers devient alors transparent aux ondes électromagnétiques. Le premier rayonnement libre émis dans l'Univers est donc le CMB, image de la surface de dernière diffusion lorsque la température dans l'Univers était de l'ordre de 4000 K. Auparavant, d'autres fossiles pourraient théoriquement être observés (rayonnement fossile de neutrinos et des ondes gravitationnelles) mais ne sont pas détectés aujourd'hui. Le CMB est donc l'information la plus ancienne qu'il nous est donné d'observer de nos jours, et en tout cas la plus ancienne lumière observable existante. Ce rayonnement originellement chaud (environ 4000 K) a été refroidi par l'expansion de l'Univers, et aujourd'hui il apparaît comme un corps noir parfait de température 2.728 ± 0.004 K, mesure effectuée grâce au satellite COBE (COsmic Background Explorer, Boggess *et al.* 1992, voir figure 1.4). Cette température correspond à une émission maximale à la longueur d'onde de 1.87 mm. L'Univers étant extrêmement homogène à l'époque de la surface de dernière diffusion, le CMB est lui-même très isotrope: on l'observe dans toutes les directions avec la même intensité et les

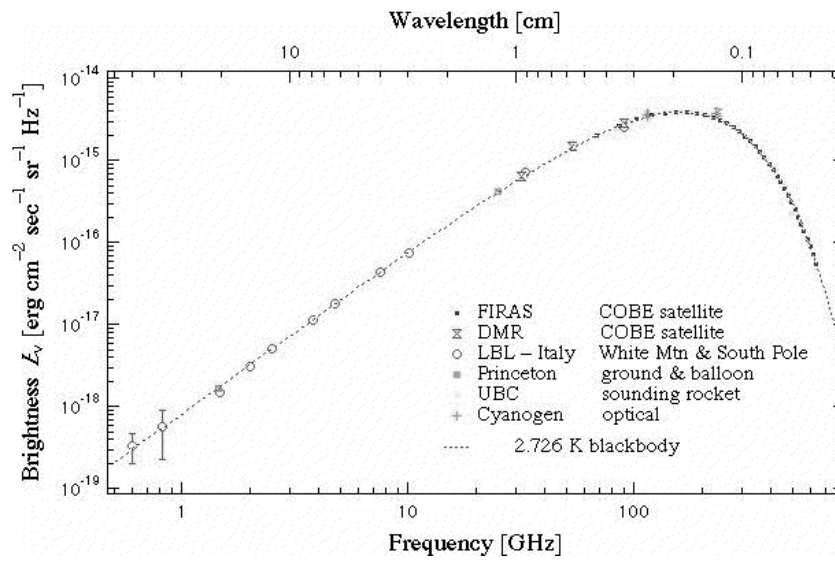


FIG. 1.4 – *Le spectre de corps noir du CMB comme vu par le satellite COBE (principalement). Image tirée du site <http://aether.lbl.gov/www/projects/cobe>.*

mêmes caractéristiques spectrales, à ceci près que le mouvement local de l’observateur (la Terre) par rapport au fluide cosmique introduit un dipôle (le dipôle cosmologique), et que de très faibles fluctuations (10^{-4}) sont observables. Nous présentons les caractéristiques de ces fluctuations, ainsi que notre analyse des données Archeops, au chapitre 4. Le CMB est, par définition, à l’arrière-plan de tout autre rayonnement électromagnétique observable, aussi son observation est-elle sujette à toutes sortes de pollutions astrophysiques, aussi honorables que la poussière galactique. Il est donc clair que les observations du continuum galactique et du CMB vont de pair dans nombre d’expériences astronomiques.

Pour conclure cette section, nous pouvons dire que l’ère de la cosmologie de précision n’est pas encore entrée dans son âge d’or. La mesure des paramètres cosmologiques est encore entachée d’erreurs larges, d’incertitudes systématiques et de dégénérescences fondamentales. Là encore, l’exploration de l’Univers froid ne fait que commencer.

1.6 Instrumentation du continuum (sub-)millimétrique

Mesurer ces rayonnements continuum caractérisant l’Univers froid est particulièrement délicat. En effet, l’absorption du rayonnement millimétrique par l’atmosphère ne permet d’observer efficacement au sol que dans quelques fenêtres de transmission (voir figure 1.5). L’observation de rayonnements continuum est donc assez limitée depuis le sol, c’est pourquoi l’observation stratosphérique et spatiale s’est particulièrement développée dans ce domaine. L’observation spatiale grâce aux satellites permet de s’affranchir complètement des contaminations atmosphériques, et plus ou moins efficacement de toute contamination provenant de la Terre, suivant les caractéristiques de l’orbite du satellite. L’observation en ballon stratosphérique permet de s’affranchir efficacement des contaminations atmosphériques pour un coût et un temps de développement du projet très inférieurs. En revanche, le temps d’observation en ballon est habituellement très court (quelques heures

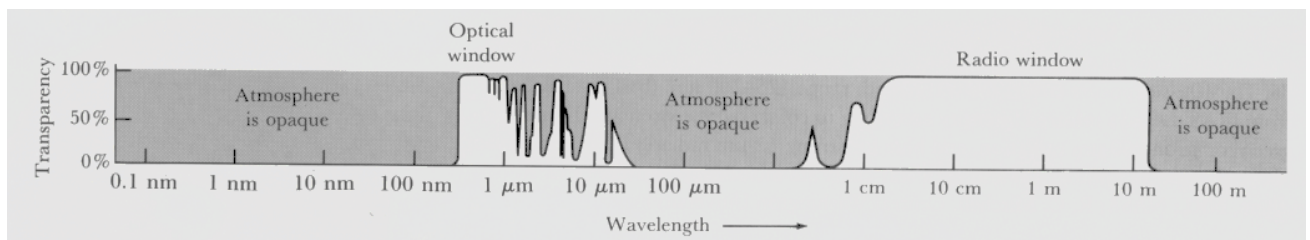


FIG. 1.5 – *Transmission atmosphérique des ondes électromagnétiques. Image tirée du site <http://violet.pha.jhu.edu/~wpb/spectroscopy>.*

ou quelques jours) en comparaison d'une expérience satellite, et les expériences ballon sont souvent conçues pour défricher le terrain inconnu d'un projet satellite. Mais de ce fait, les expériences ballons jouent un rôle pionnier dans l'exploration du ciel (sub-)millimétrique et ont permis des découvertes majeures dans ce domaine.

Les instruments permettant d'observer le rayonnement submillimétrique/millimétrique ont une optique proche de celle permettant d'observer dans le visible: ce sont des télescopes, c'est-à-dire des systèmes optiques possédant un miroir primaire qui focalise le rayonnement reçu vers un miroir secondaire plus petit, lui-même focalisant le rayonnement vers le plan focal où sont installés les détecteurs. Cependant, les instruments modernes possèdent souvent des optiques plus complexes utilisant des miroirs supplémentaires. Les détecteurs permettant d'observer efficacement un continuum infrarouge lointain et millimétrique sont les bolomètres (voir figure 1.6). Ces détecteurs fonctionnent suivant le principe suivant: le rayonnement chauffe un élément absorbeur relié à un thermomètre dont la résistance électrique varie avec la température. Ces variations de résistance sont proportionnelles aux variations de la tension électrique aux bornes du bolomètre lorsqu'on le soumet à un courant. Les variations de tension ainsi mesurées sont proportionnelles (dans le régime utilisé pour observer) au flux reçu. La détection réalisée avec des bolomètres est très sensible mais a tendance généralement à produire du bruit corrélé dans le temps, en plus du bruit blanc (sans corrélations). Ce bruit corrélé, aussi appelé bruit rouge ou bruit en $1/f$ car il a tendance à augmenter quand la fréquence diminue, en suivant une loi de puissance, est un problème pour le traitement des données car il peut créer des stries et autres artéfacts sur les cartes si l'on ne prend pas en compte les propriétés statistiques de ce bruit dans le processus de construction de cartes. Aussi ce processus est-il une étape décisive et délicate du traitement des données d'expériences bolométriques.

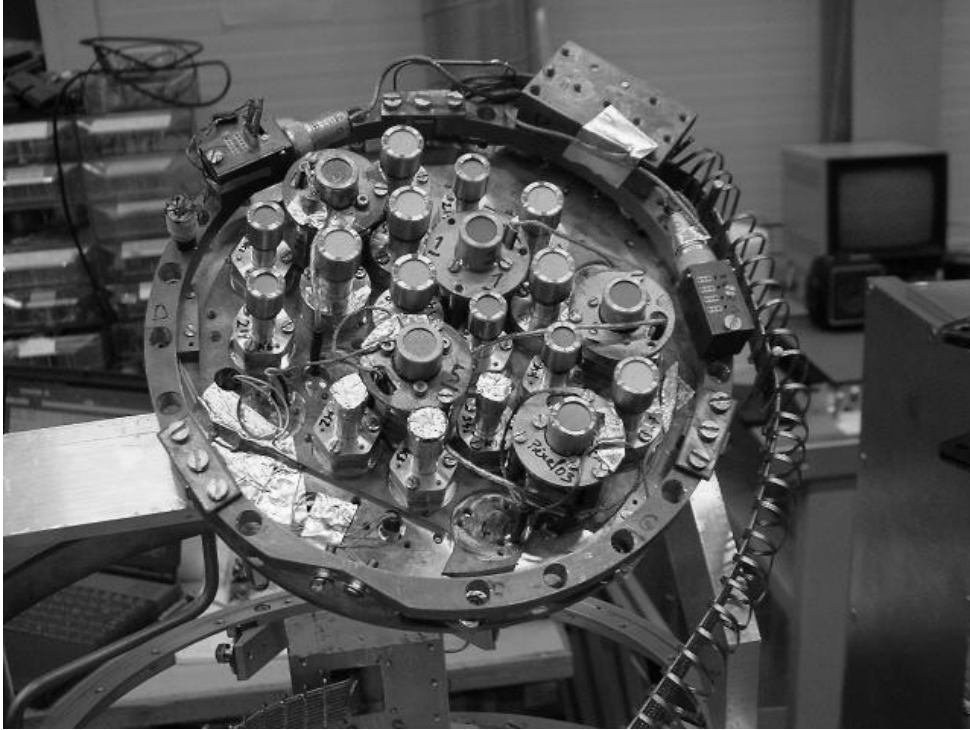


FIG. 1.6 – Bolomètres installés avec leurs cornets sur le plan focal de l'expérience Archeops (voir section 4.3).

Chapitre 2

La construction de cartes

*Wanderer heißt mich die Welt
weit wandert' ich schon
auf der Erde Rücken
rührt' ich mich viel*

*Le Voyageur m'appelle le monde
Beaucoup ai-je déjà voyagé
Sur la face de la Terre
J'ai fait mon chemin*

Richard Wagner, *Siegfried*

2.1 Introduction

Nous nous sommes particulièrement intéressés à la construction de cartes, qui est un problème mathématique relativement simple à poser mais moins évident à résoudre et à appliquer dans la pratique.

Comme pour notre bonne vieille Terre, la connaissance précise de notre ciel nécessite d'abord de connaître sa géographie. Lorsque l'on observe le ciel, nous sommes au centre d'une sphère que nous observons de l'intérieur. De ce fait, la cartographie céleste est très similaire à la cartographie terrestre, à ceci près que les points cardinaux est et ouest sont inversés, et que bien sûr il n'y a pas un axe des pôles évident, qui s'impose dans toute cartographie. C'est pourquoi plusieurs topologies de la sphère céleste sont utilisées, en fonction de quels points du ciel sont fixés pour être les pôles: coordonnées locales, équatoriales, écliptiques ou galactiques. Ayant donc choisi un système de coordonnées, il faudra encore choisir une projection si l'on veut visualiser une carte sur une surface plane. En ce qui concerne les cartes d'une petite portion du ciel, la projection tangente suffira, pour les cartes de tout le ciel la projection Mollweide (par exemple) sera nécessaire.

La sphère céleste a été observée depuis la plus haute Antiquité dans le domaine visible, grâce à l'œil humain tout d'abord, puis à divers instruments. Parallèlement, la volonté de cartographier le ciel a toujours été extrêmement forte, de la même façon que pour la surface de la Terre, mais pas pour les mêmes motivations. Il suffira de jeter un coup d'œil

à une carte des constellations, et d'observer le nombre d'étoiles nommées par les anciens (Arabes) pour se convaincre de la volonté intemporelle de cartographier la voûte céleste. Les progrès de l'astronomie moderne ont conduit à une connaissance multi-longueur d'onde du ciel, qui traduit la diversité inépuisable des observations astronomiques. Cependant, la complexification de l'instrumentation introduit aussi une distance plus grande entre l'observation et la compréhension immédiate par l'Homme, c'est-à-dire, en général, la carte. Les observations modernes, notamment dans le domaine millimétrique, peuvent faire appel à des procédures d'observation qui demandent un traitement poussé des données pour obtenir une carte satisfaisante. En particulier, l'observation en balayage du ciel nécessite de reconstruire la carte à partir de données temporelles à une dimension, contenant du bruit dont les caractéristiques s'expriment à une dimension, etc. Passer des données temporelles à la carte en traitant le bruit de façon optimale, ou au moins correcte, est un problème d'inversion que nous traitons de manière linéaire en faisant appel aux caractéristiques de l'instrument et aux propriétés statistiques du bruit et du signal observé. Nous présentons la théorie de la construction de cartes en section suivante.

2.2 Théorie de l'inversion linéaire

2.2.1 Position du problème

L'observation d'un signal sur le ciel par un instrument peut être modélisée en supposant que la réponse instrumentale est linéaire, ce qui est le cas pour les instruments qui nous intéressent, et qui est une propriété généralement requise. Soit \mathbf{x} un vecteur représentant le vrai ciel que l'on observe: dans le cas d'une carte d'une partie du ciel (ou de tout le ciel), ce peut être un vecteur représentant une grandeur à deux dimensions. Soit \mathbf{A} la matrice représentant la convolution effectuée par l'instrument sur le ciel: il s'agit pour nous du passage de 2-D à 1-D (autrement dit: le pointage sur le ciel), la convolution par la géométrie du faisceau, éventuellement l'observation différentielle du ciel, etc. Ces effets sont modélisables par une matrice connue. Ce n'est pas le cas du bruit, que l'on modélise par un vecteur \mathbf{n} additif. Les données instrumentales ordonnées dans le temps sont alors représentées par un vecteur \mathbf{y} :

$$\mathbf{y} = \mathbf{A} \mathbf{x} + \mathbf{n} \tag{2.1}$$

L'inversion linéaire consiste à rechercher une estimation $\hat{\mathbf{x}}$ du vrai ciel \mathbf{x} comme dérivant linéairement des observations \mathbf{y} :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{W} \mathbf{y} \tag{2.2}$$

où \mathbf{W} est la matrice de reconstruction. Notons que ce formalisme est tout à fait universel et qu'il peut s'appliquer à tout autre chose que la construction de cartes. En fait, tout effet instrumental linéaire peut être modélisé de cette façon.

Comment estimer la matrice \mathbf{W} optimale? Pour cela, il faut chercher à minimiser l'écart entre le ciel reconstruit et le vrai ciel. Ceci peut être réalisé directement sur le ciel, on minimise alors l'erreur de reconstruction $\langle |\epsilon|^2 \rangle$:

$$\epsilon = \tilde{\mathbf{x}} - \mathbf{x} = [\mathbf{W} \mathbf{A} - \mathbf{I}] \mathbf{x} + \mathbf{W} \mathbf{n} \quad (2.3)$$

Mais cela peut aussi être effectué sur les mesures en minimisant le χ^2 :

$$\chi^2 = (\mathbf{y} - \mathbf{A} \tilde{\mathbf{x}})^t \mathbf{N}^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{A} \tilde{\mathbf{x}}) = (\mathbf{y} - \mathbf{A} \mathbf{W} \mathbf{y})^t \mathbf{N}^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{A} \mathbf{W} \mathbf{y}) \quad (2.4)$$

où les signes $\langle \rangle$ dénotent une moyenne statistique, \mathbf{I} est la matrice identité et \mathbf{N} est la matrice de covariance du bruit dans les données temporelles:

$$\mathbf{N} = \langle \mathbf{n} \mathbf{n}^t \rangle \quad (2.5)$$

2.2.2 La méthode COBE

La minimisation du χ^2 par rapport à la matrice \mathbf{W} (dérivée l'équation 2.4 par rapport à \mathbf{W} puis égalée à zéro) conduit immédiatement à:

$$\mathbf{W} = [\mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \quad (2.6)$$

Il s'agit de la méthode de construction de cartes dite COBE, car elle a été utilisée (entre autres) pour la construction des cartes du CMB de cette expérience (Janssen & Gulkis 1992). Autres propriétés intéressantes de cette méthode: elle minimise $\langle |\epsilon|^2 \rangle$ sous la condition que $\mathbf{W} \mathbf{A} = \mathbf{I}$, et elle correspond au maximum de vraisemblance pour \mathbf{x} d'une analyse bayésienne si \mathbf{n} est une variable aléatoire gaussienne. Cette méthode est la meilleure si l'on n'a pas d'*a priori* sur la statistique du signal. Il faut signaler aussi qu'aucune hypothèse n'a été faite sur une éventuelle corrélation entre le bruit et le signal.

Notons enfin que dans le cas où la matrice \mathbf{A} est inversible (donc au moins carrée, ce qui veut dire que l'on ne réduit pas la quantité d'information en passant des TOI à la carte), la matrice \mathbf{W} se réduit à \mathbf{A}^{-1} , ce qui signifie que l'information statistique sur le bruit est inutilisable.

2.2.3 La méthode de Wiener

La minimisation de l'erreur de reconstruction $\langle |\epsilon|^2 \rangle$ conduit immédiatement à:

$$\mathbf{W} = \langle \mathbf{x} \mathbf{y}^t \rangle \langle \mathbf{y} \mathbf{y}^t \rangle^{-1} \quad (2.7)$$

c'est-à-dire, en faisant au passage l'hypothèse de l'indépendance entre le bruit et le signal:

$$\mathbf{W} = \mathbf{S} \mathbf{A}^t [\mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{A}^t + \mathbf{N}]^{-1} \quad (2.8)$$

où \mathbf{S} est la matrice de covariance du signal dans le domaine de la carte:

$$\mathbf{S} = \langle \mathbf{x} \mathbf{x}^t \rangle \quad (2.9)$$

L'équation 2.8 est la forme la plus courante du filtre de Wiener (Wiener 1949). Nous l'appellerons méthode Wiener 1, suivant ainsi la notation de Tegmark (1997). Cette méthode a une autre forme matricielle que l'on obtient à partir de l'équation 2.8 de la façon suivante:

$$\mathbf{W} = \mathbf{S} \mathbf{A}^t [\mathbf{I} + \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{A}^t]^{-1} \mathbf{N}^{-1} \quad (2.10)$$

L'inversion entre crochets peut être développée en sa série de Taylor:

$$\mathbf{W} = \mathbf{S} \mathbf{A}^t [\mathbf{I} - \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{A}^t + \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{A}^t - \dots] \mathbf{N}^{-1} \quad (2.11)$$

En développant $\mathbf{S} \mathbf{A}^t$ à gauche et en le factorisant à droite, on tombe sur une autre série qui donne:

$$\mathbf{W} = [\mathbf{I} + \mathbf{S} \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{S} \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \quad (2.12)$$

Soit encore:

$$\mathbf{W} = [\mathbf{S}^{-1} + \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \quad (2.13)$$

Cette forme matricielle, bien qu'identique à celle de l'équation 2.8, a une forme plus proche de la méthode COBE (éq. 2.6). Nous l'appellerons méthode Wiener 2.

Comme nous l'avons vu, la méthode de Wiener minimise l'erreur de reconstruction (voir aussi le travail en harmoniques sphériques par Bunn *et al.* 1994). Elle correspond également au maximum de vraisemblance pour \mathbf{x} d'une analyse bayésienne si \mathbf{n} et \mathbf{x} sont des variables aléatoires gaussiennes (Zaroubi *et al.* 1995). Autrement dit, la méthode de construction de cartes de Wiener est la meilleure solution si l'on sait *a priori* que le signal est gaussien, et que le bruit est gaussien et indépendant du signal.

2.2.4 La méthode du moyennage par pixel

Si l'on ne souhaite pas (ou que l'on ne peut pas) traiter le bruit pendant la construction de cartes, la méthode du moyennage par pixel peut être utilisée. Il s'agit d'additionner les observations dans chaque pixel et de diviser par le nombre d'observations dans le pixel. Le bruit dans les pixels est ainsi réduit de la racine du nombre d'observations par pixel (i.e. le poids ou la redondance), mais les corrélations éventuelles du bruit ne sont pas utilisées pour réduire ce bruit efficacement. Cependant, cette méthode peut être efficace si les corrélations du bruit sont faibles ou que la redondance est grande. Le moyennage par pixel s'écrit:

$$\mathbf{W} = [\mathbf{A}^t \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \quad (2.14)$$

Cette forme correspond à la solution optimale du problème de construction de cartes en présence d'un bruit blanc (non autocorrélé) uniforme. En effet, elle peut être dérivée de l'équation 2.6 en considérant que la matrice \mathbf{N} est proportionnelle à l'identité. Si l'on applique strictement cette équation, on moyenne par pixel en déconvoluant des effets que l'on a inclus dans \mathbf{A} (observation différentielle par exemple). Si l'on n'inclut dans \mathbf{A} que le pointage sur le ciel, on ne fait que construire une carte en moyennant les observations dans les pixels. Si l'on a un pixel pour un échantillon de données temporelles, et que l'on n'inclut que le pointage dans \mathbf{A} , on ne fait que passer des données à la carte en affectant chaque point à un pixel ($\mathbf{W} = \mathbf{A}^{-1}$).

2.2.5 Méthodes linéaires avancées

En généralisant les méthodes précédemment présentées, il est possible de choisir l'influence de la corrélation du signal avec la méthode suivante:

$$\mathbf{W} = [\eta \mathbf{S}^{-1} + \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \quad (2.15)$$

qui s'écrit aussi:

$$\mathbf{W} = \mathbf{S} \mathbf{A}^t [\mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{A}^t + \eta \mathbf{N}]^{-1} \quad (2.16)$$

où η est un coefficient scalaire. Cette méthode a été utilisée pour la construction des cartes de l'expérience CMB Saskatoon (Tegmark *et al.* 1997), nous l'appellerons donc méthode Saskatoon (éq. 2.15). Le cas $\eta = 0$ correspond à la méthode optimale sans *a priori* sur le signal (méthode COBE, éq. 2.6), tandis que le cas $\eta = 1$ correspond à la méthode optimale avec *a priori* gaussien sur le signal, c'est-à-dire au filtre de Wiener (éq. 2.13). En fait, la méthode de Wiener produit des cartes en général moins bruitées que la méthode COBE, en réduisant la puissance dans les pixels de façon inégale. Ceci induit un rapport signal sur bruit donné dans la carte reconstruite, qui est optimal par rapport à la minimisation de l'erreur de reconstruction, dans le cas de la méthode de Wiener. Puisque le bruit est plus important aux petites échelles (par définition, les grandes échelles bénéficient de plus d'observations donc ont un bruit plus réduit), la méthode de Wiener lisse la carte de façon adéquate. Cependant, il est intéressant de pouvoir supposer un rapport signal sur bruit différent afin par exemple de faire ressortir des petites échelles. La méthode Saskatoon est adaptée à ce genre d'investigations (pour η positif inférieur à 1).

Puisque la méthode de Wiener réduit la puissance inégalement dans les pixels, il a été proposé notamment par Tegmark & Efstathiou (1996) la méthode suivante, afin de ré-échelonner chaque pixel:

$$\mathbf{W} = \mathbf{\Lambda} \mathbf{S} \mathbf{A}^t [\mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{A}^t + \mathbf{N}]^{-1} \quad (2.17)$$

soit aussi:

$$\mathbf{W} = \mathbf{\Lambda} [\mathbf{S}^{-1} + \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \quad (2.18)$$

Ces deux équations correspondent aux deux formes de la méthode de Wiener (2.8 et 2.13) auxquelles ont met en facteur une matrice diagonale \mathbf{A} qui ré-échelonne chaque pixel de la carte de sorte que $\mathbf{W} \mathbf{A} = \mathbf{I}$. Ceci permet d'éviter le biais de la méthode de Wiener qui enlève de la puissance dans les pixels bruités. Cette méthode peut être dérivée en minimisant l'erreur de reconstruction sous la condition que $\mathbf{W} \mathbf{A} = \mathbf{I}$ (Tegmark & Efstathiou 1996). Les coefficients de la diagonale de \mathbf{A} sont:

$$\mathbf{A}_{ii} = \frac{1}{(\mathbf{A}^t [\mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{A}^t + \mathbf{N}]^{-1} \mathbf{A})_{ii}} \quad (2.19)$$

Bien sûr, il est aussi possible de combiner les méthodes Saskatoon (éq. 2.15, éq. 2.16) et Wiener ré-échelonné (éq. 2.17, éq. 2.18).

Pour conclure, nous voyons qu'appliquer l'une de ces méthodes élaborées (COBE: éq. 2.6, Wiener: éq. 2.8, 2.13, Saskatoon et Wiener ré-échelonné) nécessite de connaître la corrélation du bruit dans les données (\mathbf{N}) et éventuellement celle du signal dans la carte (\mathbf{S}). Estimer correctement la matrice de covariance du bruit n'est pas forcément immédiat, de même qu'appliquer des inversions matricielles à des trains de données de grande taille, comme c'est le cas pour les expériences actuelles sur le rayonnement fossile. Chaque instrument, chaque objet astrophysique, a différentes caractéristiques qui font que l'application des méthodes optimales de construction de cartes est un problème en lui-même pour chaque expérience.

Chapitre 3

La poussière galactique

All that is gold does not glitter.

Tout ce qui est or ne brille pas.

J.R.R. Tolkien, *The Lord of the Rings*

3.1 Introduction sur la poussière galactique

3.1.1 Généralités

Introduction

Composante minoritaire du milieu interstellaire (environ 1 % en masse pour 99 % de gaz, atomique ou moléculaire), la poussière comprend une grande variété de petits corps solides, depuis les grosses molécules (quelques nanomètres) jusqu'aux gros grains (quelques micromètres). Dans le bestiaire intersidéral, la poussière se place donc entre les objets microscopiques (particules, atomes, molécules) et les objets macroscopiques (météorites, astéroïdes, planètes, étoiles). Faisant le lien entre ces deux mondes, les poussières ou grains sont des corps de nature chimique très diverse, qui ont la propriété d'absorber efficacement les rayonnements ultraviolet et visible. L'absorption des poussières dans le visible donne aux nuages moléculaires leur aspect sombre qui se détache sur l'émission brillante des régions ionisées qui les entourent et des étoiles situées en arrière-plan. Les propriétés d'absorption de ces grains sont expliquées en première approximation par l'optique physique grâce à la théorie de Mie. L'émission des grains dépend de leur taille et de leur nature chimique. Plus les grains sont gros, plus les phénomènes d'interaction quantique matière - rayonnement sont remplacés par l'équilibre thermodynamique et une émission continue caractérisée par une température.

Considérations théoriques

Suivant les différents modèles (Mathis *et al.* 1977, Draine & Lee 1984, Draine & Anderson 1985, Désert *et al.* 1990, Li & Greenberg 1997, Dweck *et al.* 1997, Draine & Li 2001...), les grains sont classés en plusieurs catégories en fonction de leurs tailles et de leurs caractéristiques chimiques. Les observations de l'émission infrarouge et de l'extinction ultraviolet - optique du milieu interstellaire contraignent les modèles de grains, de

sorte qu'aujourd'hui l'on considère de façon assez consensuelle que les grains sont classables en trois composantes (ou plus), qui permettent d'expliquer à la fois l'extinction et l'émission: de très petits grains carbonés porteurs des bandes aromatiques, d'autres petits grains carbonés, et de gros grains silicatés et possédant éventuellement des manteaux de glaces. De grandes incertitudes subsistent sur la nature majoritaire des grains interstellaires, notamment concernant la structure des petits grains carbonés (le graphite est favorisé pour expliquer la bosse d'extinction à 2175 Å, mais étant difficile à former dans le milieu interstellaire, d'autres composés carbonés sont évoqués tels que le carbone amorphe), et les porteurs des bandes aromatiques (PAH ou charbons).

Si l'on résume les choses en s'en tenant au modèle emblématique de Désert *et al.* (1990), les grains se classent en trois catégories: les PAH, les très petits grains et les gros grains. Les PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons ou hydrocarbures aromatiques polycycliques) sont de grosses molécules carbonées composées de noyaux benzéniques, attachés les uns aux autres pour former une structure plane de diamètre de l'ordre du nanomètre. Ils représentent environ 6 % de la masse de grains dans le modèle de Désert *et al.* (1990). Les très petits grains sont graphitiques, sphériques, d'un diamètre d'environ 10 nanomètres, et émettent dans l'infrarouge moyen entre environ 20 et 80 μm . Ils sont également responsables de la bosse d'extinction à 2175 Å, et représentent environ 6 % de la masse de grains. Les PAH et les très petits grains se comportent de façon quantique: leur énergie fluctue en fonction des photons qu'ils absorbent et émettent.

Ce n'est pas le cas des gros grains, qui, d'après le modèle de Désert *et al.* (1990), sont des particules silicatées et carbonées d'environ 100 nm de diamètre. Leur taille macroscopique leur permet d'avoir une densité d'état d'énergie continue. Leur loi d'émission est habituellement modélisée par un corps noir modifié de la manière suivante (loi de Planck modifiée):

$$I_\nu(\lambda, T, \beta) = C B_\nu(\lambda, T) \lambda^{-\beta} \quad (3.1)$$

où I_ν est l'intensité spectrale, B_ν la loi de Planck, λ la longueur d'onde, C une constante, T la température (Kelvin) et β l'indice spectral des grains (sans unité). Les gros grains sont responsables de l'émission continuum du ciel dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique entre environ 80 et 900 μm (au-delà de 900 μm c'est le rayonnement fossile qui domine dans la majeure partie du ciel). La composition des gros grains habituellement invoquée est essentiellement silicatée ($MgSiO_3$, SiO_2 , $MgFeSiO_4$...), avec aussi du carbone. Des manteaux de glace volatils (H_2O , NH_3 , H_2CO , CO_2 ...) peuvent se former sur les gros grains lorsque les conditions physiques du milieu le permettent (températures basses...). Le modèle de Désert *et al.* (1990) ne prend pas en compte les manteaux de glace éventuels des grains, mais certains modèles les prennent en compte, tel celui d'Ossenkopf & Henning (1994) concernant les cœurs protostellaires. D'autres modèles plus exotiques existent, y compris celui de Hoyle & Wickramasinghe (1988) portant sur des bactéries congelées (!).

Observations de la poussière galactique

Notre connaissance de l'émission continuum des grains a été marquée par les observations du satellite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite, 1983-84, <http://www.ipac.caltech.edu/ipac/>

iras/iras.html), qui a cartographié la quasi-totalité du ciel dans quatre bandes infrarouges larges autour de 12, 25, 60 et 100 μm de longueurs d'onde. Cette mission a marqué un progrès décisif pour toute l'astronomie. Par exemple, elle a permis d'accroître de 70 % le nombre de sources astronomiques connues en en détectant 350000. Ses cartes dans les longueurs d'onde infrarouges font référence depuis près de vingt ans. Le satellite COBE (COsmic Background Explorer, Boggess *et al.* 1992), autre observation de tout le ciel, conçu principalement pour l'observation du rayonnement fossile (voir chapitre 4), a également permis la première exploration à grande échelle de l'émission des grains, grâce aux instruments DIRBE et FIRAS. Ce satellite possédait en effet trois instruments: DIRBE, Diffuse InfraRed Background Experiment, détectant depuis l'infrarouge proche (1.2 μm) jusqu'au submillimétrique (300 μm) avec 40 minutes d'arc de résolution angulaire, FIRAS, Far InfraRed Absolute Spectrophotometer, de 100 μm à 1 cm, avec 7° de résolution angulaire, et DMR, Differential Microwave Radiometer, de 3.3 mm à 9.5 mm avec 7° de résolution. Aucune carte à grande échelle n'existait avant COBE dans les longueurs d'onde au-delà de 100 μm , aussi ce satellite marqua-t-il un progrès considérable de l'astrophysique, outre la très importante découverte des fluctuations du rayonnement fossile (voir section 4.2).

Les projets Herschel (<http://www.sci.esa.int/home/herschel>) et Planck (<http://www.sci.esa.int/home/planck> ou Tauber 2000), en cours de préparation, fourniront une nouvelle génération de connaissances à l'astrophysique de la poussière galactique.

Entretemps, l'observation au sol et en ballons stratosphériques tels qu'AGLAE (Caux & Serra 1986) et AROME (Giard *et al.* 1988) a permis de mieux connaître le ciel infrarouge et les propriétés des grains. L'expérience AGLAE fournit en effet la première cartographie quasi-complète du plan galactique dans le domaine submillimétrique (380 μm). Auparavant, de nombreuses observations infrarouge à grande échelle avaient néanmoins eu lieu (voir notamment la revue d'Okuda 1981, Hayakawa *et al.* 1981 et Hauser *et al.* 1984). L'expérience AROME détecta l'émission à 3.3 μm dans le milieu diffus galactique.

Le lecteur désireux de parfaire sa connaissance des grains pourra se reporter par exemple à Stepnik (2001).

L'expérience PRONAOS, que nous décrivons en section 3.2, est en train d'apporter une contribution décisive à la connaissance des propriétés physiques des grains et de la structure du milieu interstellaire dense, en ayant cartographié dans quatre bandes spectrales submillimétriques de nombreuses zones du milieu interstellaire. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux complexes de formation d'étoiles massives que sont Orion et M17. Ces régions contiennent une grande variété de milieux, depuis les zones ionisées jusqu'aux cœurs denses protostellaires. Elles sont donc particulièrement complexes, et font apparaître des contrastes d'intensité très importants, ce qui induit des difficultés pour la reconstruction des images. Nous présentons succinctement dans les sections suivantes l'état des connaissances sur ces régions avant l'apport de PRONAOS.

3.1.2 Le complexe moléculaire d'Orion

Située à une distance d'environ 470 parsecs (pc), la Nébuleuse d'Orion Messier 42, historiquement appelée Grande Nébuleuse d'Orion, est une région ionisée (H II) associée à des nuages moléculaires. Elle fait partie du complexe moléculaire géant d'Orion, qui a été révélé par des cartes d'émission des raies de rotation de la molécule ^{12}CO (Kutner *et al.*

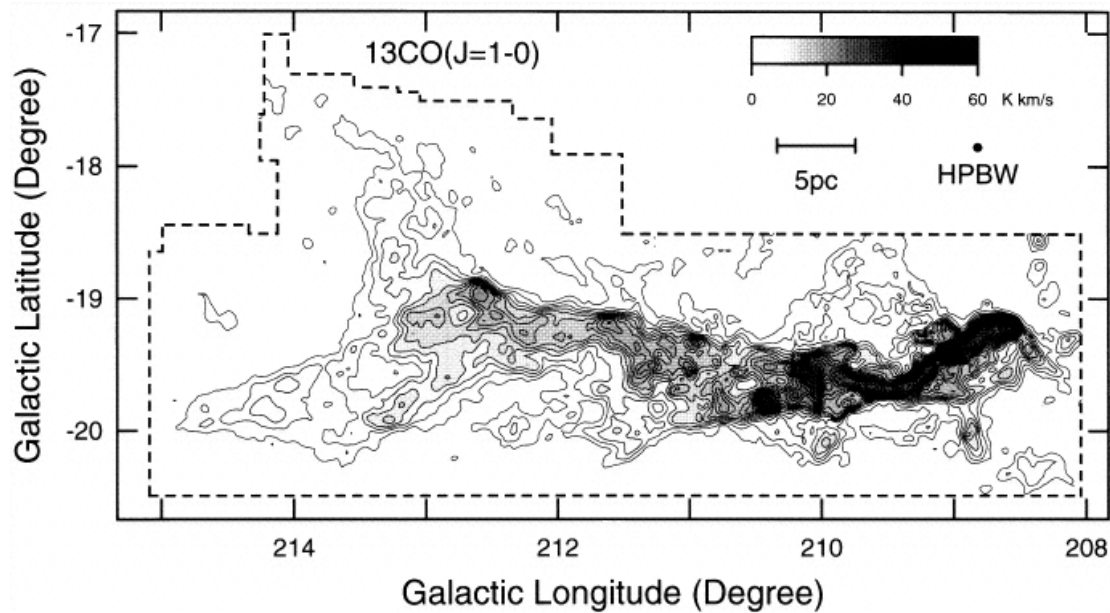


FIG. 3.1 – Carte en émission moléculaire du CO du complexe d’Orion A à grande échelle. L’ISF (Nébuluse M42) est bien visible à la droite de l’image. Figure tirée de Nagahama *et al.* (1998).

1977). La carte CO de Maddalena *et al.* (1986) a montré la répartition à grande échelle du gaz moléculaire dans le complexe géant Orion-Licorne. Cette région de milieu interstellaire dense s’étend sur approximativement 30 degrés du sud-est au nord-ouest. Elle est formée de plusieurs zones distinctes, la plus au nord étant la région gazeuse répartie autour de l’étoile λ Orionis. Au sud, les nuages moléculaires géants d’Orion A (voir figure 3.1) et B s’étendent sur environ 15 degrés du nord au sud. Au sud-est sont situés les complexes moléculaires de la Licorne et du Filament Sud. Cet ensemble de nuages moléculaires géants situé à 150 pc sous le plan galactique pourrait avoir été formé par la collision d’un nuage géant tombant sur le disque galactique depuis l’hémisphère sud galactique (Franco *et al.* 1988). Ces nuages moléculaires géants sont associés à de grandes régions H II, les associations d’étoiles OB (jeunes, chaudes et massives) nommées Orion Ia, Ib, Ic, qui sont situées sur une chaîne de 15 degrés de long du côté du complexe opposé au plan galactique.

La Nébuluse d’Orion (M42) est une partie du complexe moléculaire géant d’Orion A, et en est également la région la mieux étudiée. Derrière cette région ionisée se trouve le nuage moléculaire OMC-1 (OMC pour Orion Molecular Cloud), qui correspond à un pic d’émission en CO. Ce nuage est chauffé par le rayonnement ultraviolet des étoiles OB de l’amas ouvert du Trapèze (voir par exemple Hillenbrand 1997). Deux sources infrarouges intenses sont présentes à l’intérieur d’OMC-1: il s’agit de l’objet ponctuel de Becklin-Neugebauer (BN, Becklin & Neugebauer 1967) et de la Nébuluse Kleinmann-Low (KL, Kleinmann & Low 1967), située $10''$ vers le sud, qui a un diamètre angulaire d’environ $30''$. On pense que BN est une jeune étoile massive ($\approx 25 M_{\odot}$) ayant un taux de perte de masse important. La première observation de M42 dans l’infrarouge a été réalisée par Low & Aumann (1970) dans le domaine spectral entre 30 et $1000 \mu m$. Harper (1974) a ensuite

cartographié M42 à $90 \mu m$, et a montré que l'émission infrarouge s'étendait sur une région plus large. Cette région a depuis été intensivement étudiée, depuis les longueurs d'onde optiques jusqu'au domaine radio (voir à ce sujet par exemple la revue de Genzel & Stutzki 1989).

On peut observer au nord d'OMC-1 un grand filament étendu (voir figure 3.2) appelé ISF (Integral-Shaped Filament) à cause de sa forme en S. Deux régions de densité plus importante sont présentes dans l'ISF: les nuages moléculaires OMC-2 et OMC-3 (voir Bally *et al.* 1987). Ces condensations ont été étudiées en émission de raies moléculaires; voir notamment les travaux récents de Dutrey *et al.* (1993), Castets & Langer (1995) et Nagahama *et al.* (1998). Elles ont aussi été observées en continuum; voir les travaux récents de Chini *et al.* (1997), Lis *et al.* (1998) et Johnstone & Bally (1999). Les cartes à $1300 \mu m$ de OMC-2 et OMC-3 de Chini *et al.* (1997) ont montré précisément la structure filamentaire de ces condensations et ont permis d'étudier plusieurs sources à l'intérieur. Sur la chaîne dense qui relie OMC-1, OMC-2 et OMC-3, les trois condensations sont le siège d'une formation d'étoiles active et semblent avoir été formées à peu près en même temps. Cependant, il existe d'importantes différences entre les trois condensations OMC-1, OMC-2 et OMC-3. OMC-1 est le siège de formation d'étoiles massives et de fortes interactions entre le milieu gazeux et les sources infrarouges protostellaires, qui accroissent la température du milieu jusqu'à environ 70 K, tandis qu'OMC-2 est moins brillant, contient de jeunes étoiles de plus faible masse, et a moins de pertes énergétiques qu'OMC-1. On pense qu'OMC-3 a une masse comparable à OMC-2 d'environ $100 M_{\odot}$, mais en ayant moins de pertes d'énergie et une température du gaz plus faible, ce qui suggère qu'OMC-3 est moins évolué qu'OMC-2, lui-même étant moins avancé qu'OMC-1 (Castets & Langer 1995). La cartographie récente en ^{13}CO de Nagahama *et al.* (1998) pour la totalité du nuage moléculaire d'Orion A a permis de préciser la structure de ce complexe moléculaire. Les travaux récents en continuum submillimétrique (Lis *et al.* 1998, Johnstone & Bally 1999) ont une haute résolution angulaire et ont donc montré la structure complexe, filamentaire et fractale, de l'ISF d'Orion. Ces auteurs ont également découvert de nombreuses condensations de petite taille. Cependant, les observations continuum au sol souffrent des contaminations atmosphériques et n'ont donc pas la sensibilité nécessaire pour cartographier l'émission étendue de faible intensité provenant de la poussière située en dehors de la chaîne dense OMC-1 - OMC-3 (ISF). Une observation ballon récente dans l'infrarouge lointain (Mookerjea *et al.* 2000) a déduit une répartition des températures dans Orion, la source la plus froide qu'ils aient observée ayant une température de 15 K. Nous décrivons l'apport décisif de l'expérience ballon PRONAOS à la connaissance du milieu interstellaire dans Orion en section 3.4.

3.1.3 Le complexe moléculaire Messier 17

La Nébuleuse Messier 17, aussi appelée Nébuleuse Omega, du Cygne ou du Fer à Cheval, est une région ionisée associée à un nuage moléculaire géant. Cette région est le siège de formation d'étoiles massives, comme le complexe d'Orion. Elle est située à environ 2200 pc de nous (Chini *et al.* 1980) dans la constellation du Sagittaire, et possède le plus haut taux d'ionisation connu dans la Galaxie pour une région de formation d'étoiles (voir par exemple Glushkov 1998). Ce taux d'ionisation très haut est dû à l'excitation du gaz par de jeunes étoiles de type O et B (Chini *et al.* 1980, Lemke & Harris 1981).

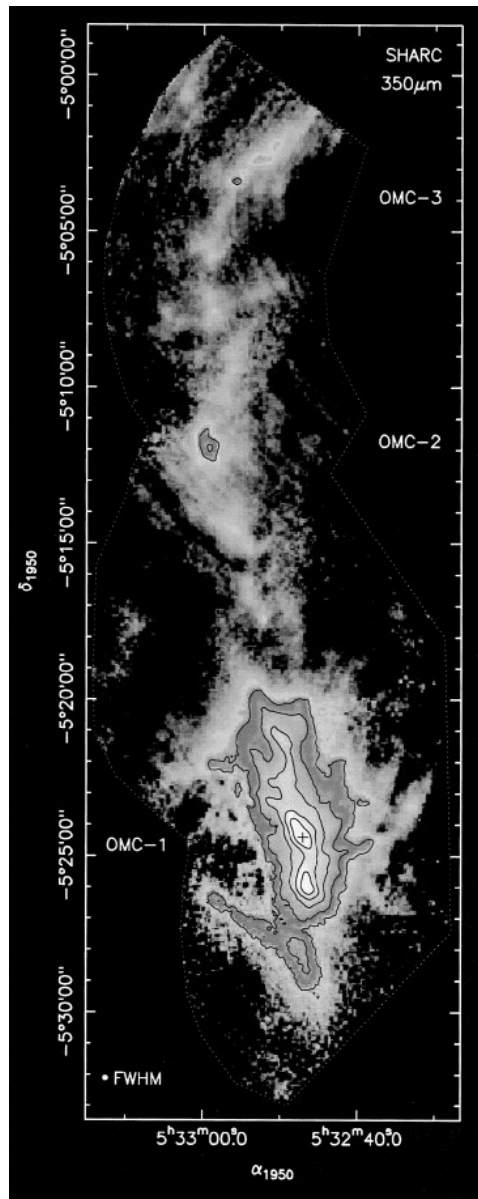


FIG. 3.2 – Carte en continuum submillimétrique ($350 \mu\text{m}$) de l'ISF dans Orion. Figure tirée de Lis et al. (1998).

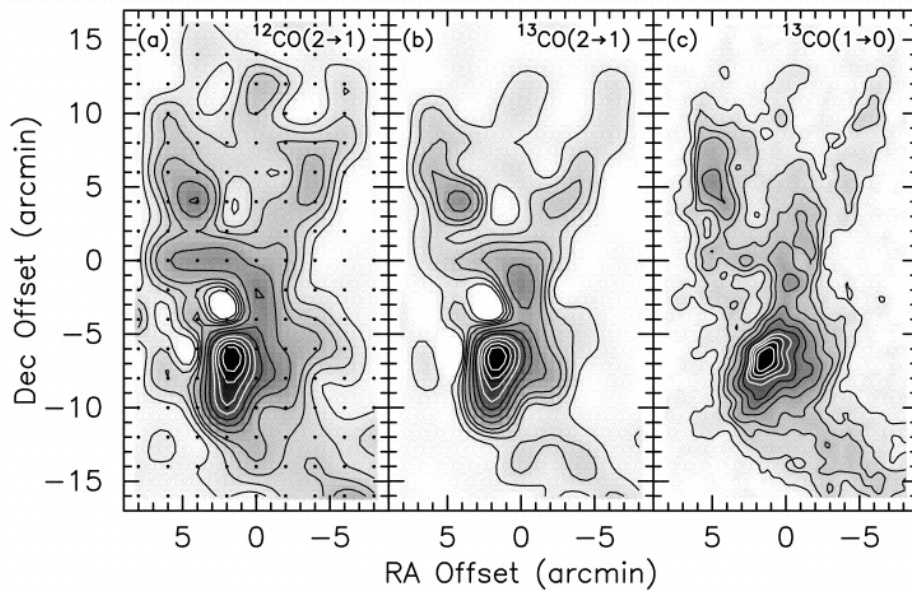


FIG. 3.3 – Cartes CO du complexe Messier 17 tirées de Wilson *et al.* (1999).

Le complexe moléculaire M17 (voir figure 3.3) a été cartographié en émission de rotation moléculaire du monoxyde de carbone par Lada (1976), qui a montré les deux condensations les plus intenses dans ce complexe, que l'on appelle habituellement M17 SW (sud-ouest) et M17 N (nord). Ce nuage moléculaire Messier 17 fait partie du complexe moléculaire géant qui s'étend sur 170 pc vers le sud-ouest le long du bras spiral du Sagittaire (émission CO montrée par Elmegreen *et al.* 1979). L'interaction de ce nuage moléculaire géant avec les régions ionisées est particulièrement visible dans M17, où un front de choc en expansion interagit avec les nuages de gaz, et semble avoir fragmenté le nuage moléculaire d'origine (Rainey *et al.* 1987). La région M17 SW est la mieux étudiée, particulièrement pour la région dominée par les photons (PDR) située près de la frontière de la région H II au nord-est (voir par exemple Meixner *et al.* 1992 et Greaves *et al.* 1992).

Les premières observations en infrarouge lointain de M17 ont été réalisées par Low & Aumann (1970) et Harper & Low (1971). M17 SW a ensuite été cartographié dans l'infrarouge moyen et lointain par Harper *et al.* (1976) et Gatley *et al.* (1979). Wilson *et al.* (1979) ont cartographié à $69 \mu\text{m}$ la totalité du nuage M17 (i.e. avec M17 N). Le satellite IRAS (<http://www.ipac.caltech.edu/ipac/iras/iras.html>) a produit des cartes infrarouges complètes du ciel, qui ont montré la répartition de la poussière dans le complexe M17 sans cependant donner beaucoup d'information sur les zones les moins intenses de ce complexe. Les mesures récentes de Wilson *et al.* (1999) ont produit des cartes CO précises du nuage moléculaire M17, ainsi que le travail de Sekimoto *et al.* (1999) sur une région plus large. Dans ce contexte, nous décrivons l'apport essentiel de PRONAOS à la connaissance de cette région en section 3.5.

3.2 L'expérience PRONAOS

3.2.1 Pourquoi PRONAOS ?

Sortir de l'atmosphère terrestre pour observer les rayonnements submillimétriques apparaît une nécessité au cours des années 1980, alors que le ciel infrarouge lointain est très peu exploré au-delà de $100 \mu m$ de longueur d'onde (IRAS). Le satellite COBE (1992) fournit en effet des cartes très limitées en résolution angulaire ($40' - 7^\circ$), et les mesures au sol (télescopes CSO: Caltech Submillimeter Observatory, <http://www.submm.caltech.edu/cso>; JCMT: James Clerk Maxwell Telescope, <http://www.ast.cam.ac.uk:81/JACpublic/JCMT>; SEST: Swedish-ESO Submillimetre Telescope, <http://www.ls.eso.org/lasilla/telescope/sest/sest.html>) sont limitées à quelques fenêtres spectrales. Quant aux observations effectuées à bord d'avions (KAO: Kuiper Airborne Observatory, <http://jean-luc.arc.nasa.gov/kao/home/kao.html> et SOFIA: Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy, <http://sofia.arc.nasa.gov>), leur altitude relativement basse (≈ 10 km) ne leur permet pas de s'affranchir totalement des contaminations atmosphériques, et donc d'avoir la sensibilité nécessaire pour détecter l'émission étendue de la poussière. La nécessité d'une expérience en ballon stratosphérique se fait donc sentir. Une bonne résolution angulaire sera nécessaire pour décrire précisément les structures des régions cartographiées, ainsi que plusieurs bandes spectrales submillimétriques.

Le domaine des longueurs d'onde submillimétriques est en effet particulièrement intéressant pour caractériser les propriétés des poussières dans le milieu interstellaire. L'émission de la poussière dans ce domaine de longueurs d'onde est dû aux gros grains à l'équilibre thermique (voir section 3.1.1 de ce mémoire), dont l'émission est modélisée par la loi de corps noir modifié (équation 3.1). La température d'un nuage moléculaire est un paramètre clef qui contrôle (avec d'autres) la structure et l'évolution des fragments (nuages denses précurseurs d'un amas de jeunes étoiles, par opposition au terme cœur qui désigne un nuage précurseur d'une seule étoile). Pouvoir étudier efficacement la poussière froide galactique est donc un atout essentiel pour la compréhension de la structure du milieu interstellaire et des processus de formation stellaire. De plus, les travaux sur le résidu de corrélation $60 - 100 \mu m$ dans les données IRAS ont montré qu'une grande partie de la masse pouvait être contenue dans une composante froide (voir notamment Laureijs *et al.* 1988). Dans ce contexte, l'imagerie spectrale submillimétrique de nuages moléculaires a été réalisée par PRONAOS.

La science galactique était l'une des deux motivations principales de cette expérience, avec aussi l'étude de l'effet Sunyaev-Zeldovich positif (voir section 4.1). N'oublions pas également la motivation technologique de préparer les futures missions satellites dans les domaines de longueurs d'onde infrarouge lointain et millimétrique (notamment Herschel et Planck), que ce soit au niveau de l'optique, des détecteurs bolométriques (voir section 1.6), des systèmes électroniques de mesure, ou de l'étalonnage.

3.2.2 Qu'est-ce que PRONAOS ?

PRONAOS (PROgramme NATional d'Observations Submillimétriques ou autres sigles équivalents) est le projet français d'astronomie submillimétrique ballon des années 1990. Ce projet, dont le PI était Guy Serra, directeur de recherche au CESR à Toulouse, a été

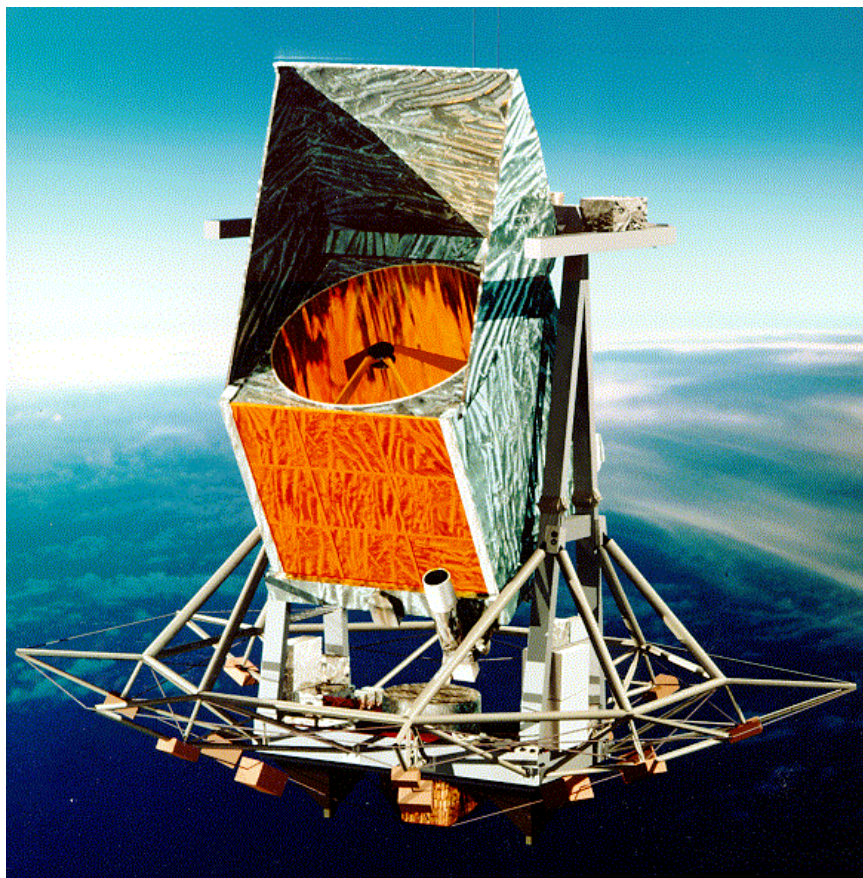


FIG. 3.4 – *Vue d'artiste de la nacelle PRONAOS en vol. Il manque néanmoins la chaîne de vol qui la relie au ballon.*

conçu en 1985 et mené à bien grâce au CNES (Centre National des Études Spatiales) avec la collaboration des laboratoires CESR, IAS (Institut d'Astrophysique Spatiale à Orsay), Service d'Aéronomie du CNRS à Verrière-le-Buisson, IAP (Institut d'Astrophysique de Paris) et Observatoire de Genève.

La nacelle PRONAOS (voir fig. 3.4) représente une réalisation considérable pour les expériences ballon, aussi bien par la taille que par les technologies mises en œuvre: il s'agit d'une nacelle de 8 m de côté, pesant près de 3 tonnes. Le télescope nécessairement large pour la sensibilité et la résolution angulaire, mesure 2 mètres de diamètre. Il a été construit de façon à minimiser le plus possible sa masse pour pouvoir embarquer cette nacelle sous un ballon stratosphérique. Ce télescope de 2 mètres de type Cassegrain pèse au total 248 kg. Le miroir primaire en carbone est formé de six pétales réalisés en nid d'abeille et recouverts d'une couche d'or. Les pétales sont orientables avec une précision de quelques μm de manière à conserver en permanence la forme désirée. Le télescope est décrit précisément dans Buisson & Duran (1990).

L'instrument focal SPM (Système Photométrique Multibande ou Spectro-Photomètre Multibande, voir Lamarre *et al.* 1994) est composé d'un miroir vibrant qui permet au faisceau de se déplacer sur le ciel avec une amplitude d'environ 6 minutes d'arc à une fréquence de 19.5 Hz, et de quatre bolomètres refroidis à 0.3 K. Les moyens cryogéniques

TAB. 3.1 – *Caractéristiques principales de la nacelle PRONAOS équipée de l'instrument SPM.*

Diamètre du miroir primaire	2045 mm, f/10			
Miroir vibrant	f=19.5 Hz, $\delta_{hauteur} = 6'$			
Précision de pointage	20'' absolue, 5'' relative			
Bande	1	2	3	4
(μm)	180 – 240	240 – 340	340 – 540	540 – 1200
Résolution angulaire (arcmin)	2	2	2.5	3.5
NEB ($MJysr^{-1}Hz^{-1/2}$)	22	26	8.5	5.3

utilisent de l'hélium 4 liquide et un système de réfrigération à l'hélium 3. Les quatre bolomètres mesurent le flux submillimétrique dans les domaines spectraux 180-240, 240-340, 340-540 et 540-1200 μm , avec une sensibilité aux faibles gradients de flux d'environ 1 MJy/sr dans la voie 4 (1 Jansky ou Jy = 10^{-26} Watt/m²/Hz). Les longueurs d'onde effectives correspondant à ces bandes spectrales, adoptées par la collaboration PRONAOS, sont 200, 260, 360 et 580 μm . Grâce à un arrangement de filtres dichroïques, la mesure est réalisée simultanément dans les quatre voies au même endroit du ciel. Un senseur stellaire (petit télescope optique permettant de repérer la position des étoiles), installé hors de l'axe principal du télescope PRONAOS, et un gyroscope à trois axes, permettent de connaître et de contrôler le pointage sur le ciel. Avant chaque vol, le télescope et l'ensemble du dispositif expérimental sont alignés et contrôlés. Deux corps noirs internes sont étalonnés avec une référence absolue, et permettent d'étalonner l'instrument en vol avec une précision relative entre bandes de 5 %, ce qui a été vérifié en observant la planète Saturne (source ponctuelle brillante). L'étalonnage absolu de l'instrument a une précision d'environ 8 % (Pajot *et al.*, *en préparation*). Les mesures sur Saturne permettent de dériver la forme angulaire du faisceau jusqu'à un rayon de 6' hors axe. Les largeurs à mi-hauteur du faisceau sont 2' dans les voies 1 et 2, 2.5' dans la voie 3 et 3.5' dans la voie 4. On utilise les intégrales de ces faisceaux pour comparer la mesure sur Saturne à l'étalonnage au sol, qui est réalisé sur des corps noirs étendus qui remplissent le faisceau. Les efficacités de faisceau (soit le rapport du faisceau principal au faisceau total) varient de 0.78 dans la voie 1 à 0.96 dans la voie 4. Ceci revient à dire que l'erreur moyenne sur le front d'onde vaut environ 15 μm . Les principales caractéristiques de l'instrument PRONAOS sont décrites en table 3.1.

3.2.3 Quand et comment observe PRONAOS ?

La stratégie d'observation consiste à balayer le ciel en bandes altazimutales, c'est-à-dire à élévation constante. Le miroir vibrant de l'instrument SPM permet en fait d'observer un gradient de flux, ce qui a pour avantage d'éliminer une grande partie de l'émission atmosphérique résiduelle à 40 km d'altitude (élévation constante), ainsi que l'émission thermique de l'instrument (fréquence rapide de vibration du miroir de 19.5 Hz). La mesure ainsi effectuée est celle du gradient de flux astrophysique sur le ciel, qu'il faut donc transformer en flux absolu pendant la procédure de traitement des données. De plus, les rotations du télescope autour de la direction d'observation déforment la carte par rapport à une grille rectangulaire. Nous décrivons la procédure de traitement des données ainsi que notre méthode de construction de cartes pour PRONAOS en section 3.3.

L'équipe PRONAOS a effectué trois campagnes de lancement couronnées de succès, en utilisant le turn-around, c'est-à-dire une période de temps assez courte (à peu près une semaine) pendant laquelle les vents stratosphériques baissent d'intensité, permettant au ballon d'évoluer lentement en cercle au-dessus de la base de lancement. Celle-ci est située à Fort-Sumner, dans l'état du Nouveau-Mexique, aux États-Unis. Le premier vol a eu lieu le 17 septembre 1994. Des problèmes techniques au niveau du senseur stellaire et du ballon ont considérablement diminué l'intérêt scientifique de ce premier vol, mais ce fut un succès technologique total pour le télescope et les détecteurs. La seule observation scientifique exploitable a néanmoins permis une découverte importante dans Orion (voir sections suivantes).

Le deuxième vol, en septembre 1996, a été le succès majeur de PRONAOS, avec près de 13 heures de données scientifiques exploitables portant sur une quinzaine d'objets (voir table 3.2). Le troisième vol, en septembre 1999, a été décevant à cause d'un bruit parasite important et de problèmes de trajectoire du ballon. Six objets ont pu être observés de façon exploitable, mais pour seulement 1 heure environ de données. J'ai pu participer à cette campagne de septembre 1999, au CNES à Toulouse (voir section 6.1.1).

3.2.4 Qu'observe PRONAOS ?

PRONAOS a essentiellement observé des régions du milieu interstellaire de la Galaxie, et des amas de galaxies en effet SZ. Les observations de l'effet Sunyaev-Zeldovich (voir section 4.1) ont été effectuées sur trois amas: Abell 2142, Abell 2163 et Abell 478. Les observations du milieu interstellaire ont été effectuées sur des objets très divers caractérisant la diversité du milieu interstellaire de notre galaxie, depuis les complexes moléculaires géants sièges de formation d'étoiles massives (Orion, M17) jusqu'au milieu plus diffus des cirrus à haute latitude galactique (Polaris par exemple). La liste complète des observations PRONAOS exploitables scientifiquement est donnée en table 3.2.

Nous nous sommes particulièrement intéressés aux complexes de formation d'étoiles massives que sont Orion et M17. Ces régions contiennent une grande variété de milieux et de conditions physiques (température, densité...), depuis les zones ionisées jusqu'aux cœurs denses protostellaires. Les mesures de PRONAOS permettent de mieux connaître la répartition de la matière interstellaire dans ces complexes de formation d'étoiles massives, et de contraindre ses propriétés physiques ainsi que les premiers stades de la formation stellaire. Ces régions sont particulièrement intéressantes et complexes, et font apparaître des contrastes d'intensité très importants, ce qui induit des difficultés pour la reconstruction des images.

3.3 Construction de cartes pour PRONAOS-SPM

3.3.1 Introduction

Comme expliqué en section 2.2, l'observation du ciel est modélisée par un problème linéaire à inverser. Si nous reprenons les notations de l'équation 2.1, nous voyons que nous devons modéliser dans le cas de PRONAOS la matrice \mathbf{A} et le bruit \mathbf{n} . Les données temporelles (\mathbf{y}) de PRONAOS se présentent sous la forme d'un vecteur ordonné dans le temps, dans lequel chaque échantillon est la différence de flux mesurée entre les deux

TAB. 3.2 – Liste des objets observés de manière scientifiquement utile par PRONAOS. Les lignes horizontales séparent les trois vols de 1994, 1996 et 1999.

Source	Taille des cartes	Temps d'obs. (mn)	Publication (journal)
Orion M42	50' x 10'	50	Ristorcelli <i>et al.</i> 1998, <i>ApJ</i>
M82	26' x 11'	22	
A 2142 (SZ)	—	68	
ρ Ophiuci	50' x 35'	44	Ristorcelli <i>et al.</i> , en préparation
NCS	20' x 15'	14	Bernard <i>et al.</i> , soumis
Serpentis	50' x 24'	50	
M17	50' x 40'	67	Dupac <i>et al.</i> 2002, <i>A&A</i>
G34	20' x 15'	12	
VGA	80' x 3.5'	13	
VGB	80' x 3.5'	13	
A 2163 (SZ)	—	105	Lamarre <i>et al.</i> 1998, <i>ApJ Lett.</i>
NGC 891	26' x 10'	32	
Cygnus B	50' x 32'	30	Mény <i>et al.</i> , en préparation
A 478 (SZ)	—	71	
Polaris	50' x 3.5'	39	Bernard <i>et al.</i> 1999, <i>A&A</i>
Orion M42	80' x 50'	131	Dupac <i>et al.</i> 2001, <i>ApJ</i>
Taurus	50' x 3.5'	40	Stepnik <i>et al.</i> 2002, sous pr. dans <i>A&A</i>
M82	20' x 11'	5	
L134S	32' x 28'	13	
L1689	34' x 34'	17	
Cygnus B	39' x 36'	20	Mény <i>et al.</i> , en préparation
IC5146	39' x 20'	11	
L507A	34' x 14'	7	

directions de faisceau du miroir vibrant. Ainsi, les données temporelles sont un gradient de flux, convolué par la forme du faisceau de l'instrument, lobe de forme et de taille déterminées par les mesures sur une source ponctuelle (Saturne).

La procédure que nous avons utilisée pour les données PRONAOS que nous avons traitées (Orion et M17) consiste tout d'abord à appliquer une réduction basique des données brutes: déglitchage (suppression des pics très intenses dûs à des impacts de rayons cosmiques sur un détecteur) et filtrage des bruits électroniques à haute fréquence. Puis, nous corrigeons de la déformation de la grille de la carte en prenant en compte le pointage du télescope, y compris les erreurs fines de pointage dues aux balancements de la nacelle.

Une fois ces premières étapes du traitement effectuées, nous pouvons construire la carte de flux absolu en déconvoluant le signal.

3.3.2 La méthode de construction de cartes Wiener-Fourier

Habituellement, les données PRONAOS étaient déconvoluées par une méthode de Wiener traitant les données ligne par ligne. L'opération de déconvolution est effectuée dans l'espace de Fourier, ce qui consiste simplement en une multiplication par le bon filtre, en l'occurrence un filtre de Wiener calculé par minimisation de l'erreur de reconstruction. Ce genre de méthodes est appelé en général EKH (Emerson *et al.* 1979), et cette méthode de Wiener-Fourier est décrite dans Sales *et al.* (1991). Son avantage principal réside dans le fait qu'elle réalise une déconvolution ligne par ligne: cela signifie qu'on ne manipule pas de grosses matrices et que donc les calculs informatiques sont rapides. Mais dans cette même caractéristique se trouve son principal défaut. En effet, chaque ligne des données temporelles n'est en réalité pas indépendante des autres, car il existe des corrélations du bruit et du signal. Les cartes reconstruites par cette méthode font apparaître des artéfacts tels que visibles en figure 3.5. Aussi avons-nous développé une nouvelle méthode de reconstruction.

3.3.3 La méthode de construction de cartes Wiener globale

Fondements

Nous utilisons la méthode Wiener 2 (éq. 2.13) pour construire la carte. La matrice réponse de l'instrument \mathbf{A} est tout d'abord construite en considérant la transformation de l'image du ciel réel par l'instrument. Nous introduisons donc dans la matrice \mathbf{A} l'effet du miroir vibrant (mesure d'un gradient de flux), l'effet de dilution par le lobe (voir figure 3.6), et bien sûr le pointage. La matrice est donc construite en considérant que chaque point des données temporelles, c'est-à-dire chaque ligne de la matrice \mathbf{A} , est créé par l'ensemble des points du ciel situés à l'intérieur d'un disque de rayon correspondant à la taille du lobe, autour du pointage considéré. La contribution de chaque pixel du ciel concerné décroît avec le rayon autour du point central, avec la forme indiquée en figure 3.6, et on considère que cette contribution s'annule au-delà d'une certaine limite de rayon (S. Roques, communication privée). Nous introduisons cette opération de convolution par le lobe pour les deux faisceaux du miroir vibrant, l'un en positif, l'autre en négatif. La différence des deux contributions permet de construire la matrice \mathbf{A} .

Pour construire la carte, plutôt que d'appliquer brutalement la matrice Wiener 2 (éq. 2.13), nous transformons le problème d'inversion en un système linéaire:

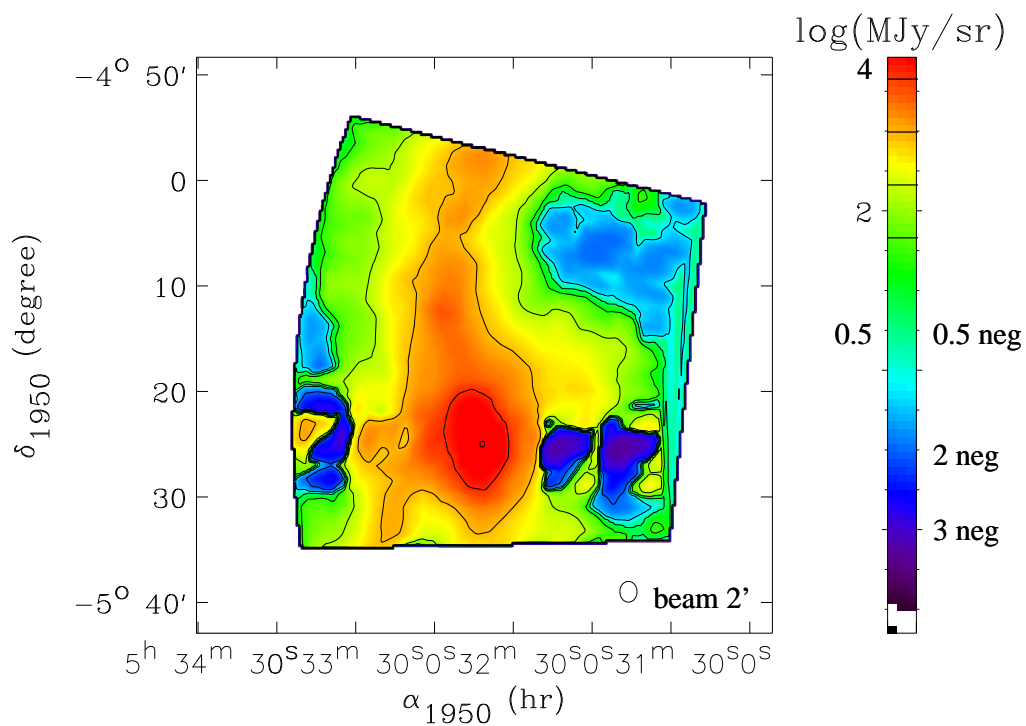


FIG. 3.5 – Image de la première séquence de la Nébuleuse d'Orion M42 vue par la voie 1 ($200\ \mu\text{m}$) de PRONAOS-SPM. Cette carte a été construite en utilisant la méthode de Wiener-Fourier. L'échelle de couleurs est logarithmique, et fait apparaître l'intensité positive reconstruite jusqu'à 0.5 en log, puis le bleu clair et le bleu foncé montrent des artefacts de valeurs négatives, clairement visibles le long de la déclinaison d'OMC-1 sous forme d'oscillations. Les lignes noires dans la barre de couleur montrent les niveaux des contours.

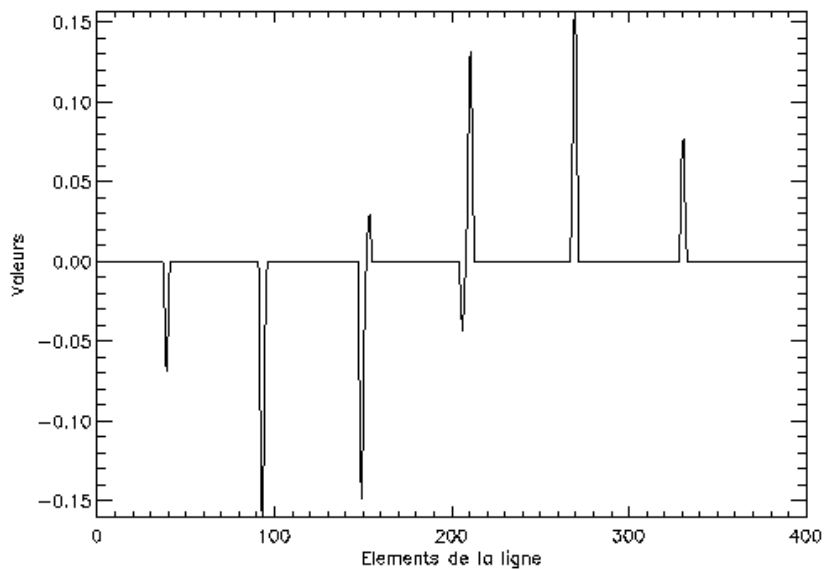
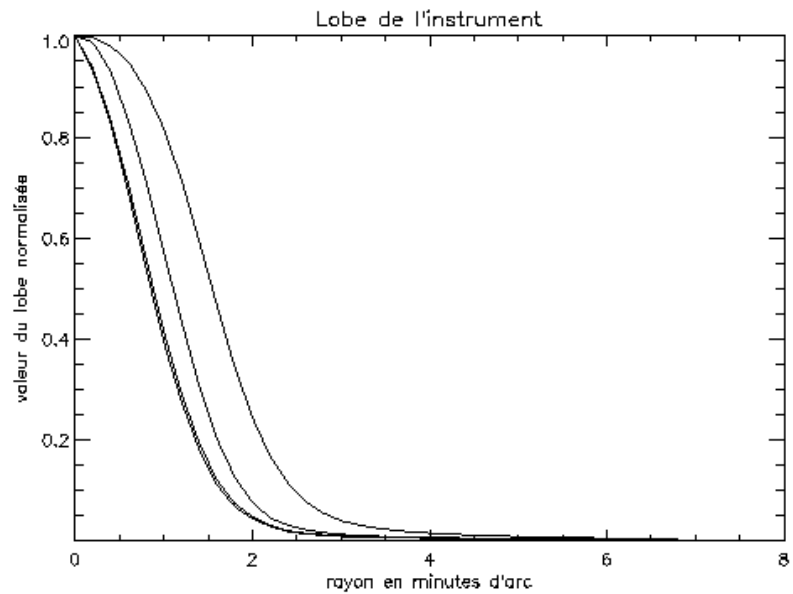


FIG. 3.6 – Lobes de l'instrument PRONAOS dans les quatre voies (haut) et une ligne de la matrice \mathbf{A} (bas). Les différents pics dans cette ligne sont dûs au passage du faisceau dans les lignes successives de la carte: en effet une ligne de la matrice \mathbf{A} a la dimension de la carte totale. On voit donc que la matrice \mathbf{A} tient compte de la taille du faisceau dans les deux directions. La présence de deux blocs de pics (négatif et positif) est due au miroir vibrant.

$$[\mathbf{S}^{-1} + \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}] \tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{y} \quad (3.2)$$

Il faut alors calculer $\mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}$. Nous le faisons de façon brutale, ce qui nécessite, même pour des données temporelles aussi courtes que celles de PRONAOS (quelques milliers de points de données par objet), environ 15 mn de temps sur un processeur Pentium III à 500 MHz. Nous calculons la solution de l'équation 3.2 en utilisant une méthode itérative standard des gradients biconjugués (routine IDL fondée sur un algorithme de *Numerical Recipes*, publié chez *Cambridge University Press*). La solution trouvée par convergence de la méthode après environ 50/100 itérations est par définition la solution optimale du problème de reconstruction, à condition d'estimer correctement les matrices \mathbf{N} et \mathbf{S} . L'image ainsi reconstruite prend en compte l'inversion du lobe instrumental, ce qui fait ressortir de l'information cachée dans la tache de faisceau, mais cela n'a pas une grande signification astronomique. Aussi, nous lisons le résultat avec le lobe de l'instrument pour obtenir une carte d'aspect parfaitement satisfaisant et homogène. Nous itérons ce processus (gradients conjugués itératif + lissage) afin d'affiner l'estimation de \mathbf{S} , dont nous ne considérons que les éléments diagonaux. À chaque itération, nous injectons dans la diagonale de \mathbf{S} le carré de la carte de signal reconstruite.

Pour la matrice de covariance du bruit \mathbf{N} , nous avons également considéré uniquement les éléments diagonaux, c'est-à-dire que l'on néglige les corrélations temporelles du bruit dans les données. Ceci se justifie dans la mesure où le miroir vibrant permet d'éliminer les éventuelles dérives basse fréquence que peuvent créer les détecteurs bolométriques.

Méthode du bruit uniforme

Une méthode simple consiste alors à supposer que le bruit est indépendant du signal et uniforme, c'est-à-dire qu'il a le même écart quadratique moyen pour tous les points de données. Ayant supposé que le bruit n'était pas autocorrélé, la matrice de covariance du bruit \mathbf{N} se réduit alors aux éléments diagonaux uniformes. Il faut alors estimer le niveau de bruit dans les données. On teste donc la méthode avec différents niveaux de bruit, et l'on se rend compte que plus le niveau de bruit supposé est élevé, plus la carte reconstruite est libre d'artéfacts de reconstruction (bruit granuleux et/ou oscillations le long des lignes d'observation intenses), mais plus les zones de faible intensité sont lavées de leur signal comme de leur bruit. C'est une propriété naturelle des méthodes de Wiener que de supprimer de façon inégale la puissance dans les pixels en fonction du rapport signal sur bruit, et de construire ainsi la carte optimale du point de vue de l'erreur global de reconstruction. Le choix de différents rapports signal sur bruit supposés permet ainsi de reconstruire de façon différente la carte, soit en essayant de faire ressortir des zones de faible rapport signal sur bruit au prix de créer des artéfacts dans les zones intenses, soit en éliminant les artéfacts (le bruit) au prix de l'élimination d'une partie du signal, essentiellement dans les zones de faible intensité. Comme largement expliqué dans Dupac (1999), nous avons reconstruit nos cartes en prenant le niveau de bruit permettant d'éliminer les artéfacts en éliminant le moins possible de signal.

Afin de valider cette méthode de détermination du niveau de bruit, nous avons réalisé des simulations d'observations (bruitées), faites par PRONAOS-SPM dans la voie 1, sur

une source étendue ayant une forme voisine de celle du filament ISF dans Orion (voir figure 3.7). La simulation d'observation est réalisée en utilisant la matrice \mathbf{A} telle que décrite plus haut, et en rajoutant un bruit blanc (non autocorrélé) uniforme d'écart quadratique moyen arbitraire que l'on fixe à 10 USPM (unités SPM). Cette valeur du niveau de bruit simulé est très supérieure au niveau du bruit dans les données. Après simulation de l'observation PRONAOS, nous reconstruisons la carte en supposant différents niveaux de bruit. On observe que la carte reconstruite en prenant un niveau de bruit dans la méthode de construction de cartes égal au niveau de bruit réel, se caractérise par l'absence d'artéfacts. On observe que plus le bruit supposé sous-estime le bruit réel, plus la carte reconstruite fait apparaître des artéfacts. En conséquence, le niveau de bruit que l'on détermine en minimisant les bruits résiduels dans la carte reconstruite correspond, d'après les résultats des simulations, au bruit réel dans les données. La carte reconstruite en supposant ce niveau de bruit est donc bien la solution optimale du problème de reconstruction, ce qui valide la méthode utilisée.

Grâce à cette nouvelle méthode, nous avons reconstruit efficacement les cartes de la Nébuleuse d'Orion: comparer les résultats en figures 3.10 et 3.11 par rapport à la méthode Wiener-Fourier en figure 3.5. Cette méthode de construction de cartes a fait l'objet d'une section de l'article sur Orion (Dupac *et al.* 2001).

Méthode du bruit non uniforme

Nous avons également cherché à améliorer encore cette méthode, en supposant cette fois que le bruit n'était pas indépendant du signal. Nous considérons alors qu'il existe deux composantes de bruit: un bruit uniforme comme celui de la méthode précédente (le bruit résiduel), et un bruit proportionnel au signal (bruit non stationnaire, voir section 4.7.4). Dans ce cas, l'optimisation de la méthode se fait de la même façon que précédemment, sauf que les deux paramètres ajustables sont le niveau de bruit uniforme et le coefficient de proportionnalité définissant le bruit corrélé au signal. La matrice de covariance du bruit \mathbf{N} est alors toujours diagonale mais les éléments diagonaux ne sont plus uniformes.

Ainsi, il est possible de reconstruire très efficacement les zones de faible intensité en supposant un bruit résiduel faible, hypothèse soutenue par les mesures de bruit instrumental, tout en éliminant efficacement les artéfacts de reconstruction dans les zones intenses grâce à la superposition du bruit proportionnel au signal. La présence d'un tel bruit se justifie car la réponse du bolomètre n'est pas forcément parfaite lorsque l'on observe une zone très intense, ce qui est le cas des zones centrales de M42 et M17. Nous avons testé cette méthode sur les données d'Orion et de M17, et nous avons montré que les résultats étaient considérablement améliorés en ce qui concerne M17 (voir le résultat de la méthode du bruit uniforme en figure 3.8, à comparer aux figures 3.15 et 3.16). Pour Orion, le fait d'avoir deux séquences de données (zone centrale et nuages de faible intensité) que l'on traite séparément permet déjà une reconstruction très satisfaisante, sans que la méthode du bruit proportionnel apporte un mieux significatif. Cette méthode de construction de cartes qui tient compte du bruit corrélé au signal a fait l'objet d'une section de l'article sur M17 (Dupac *et al.* 2002).

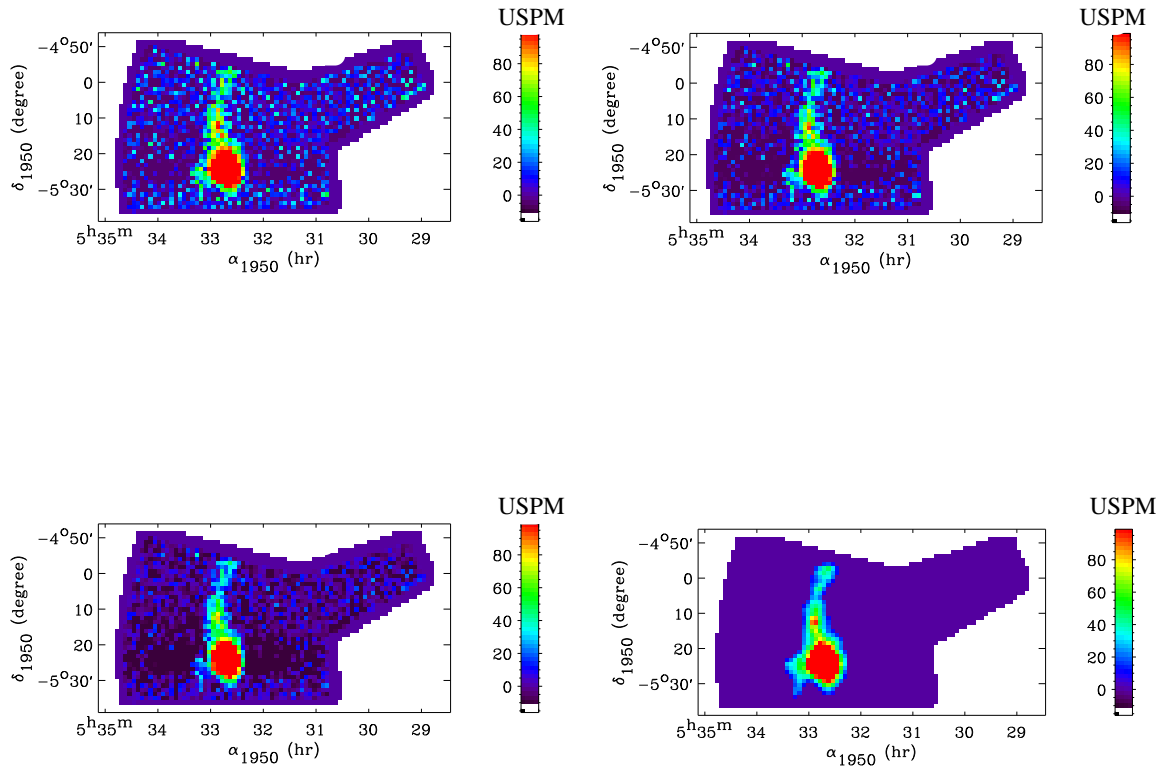


FIG. 3.7 – Carte simulée d'une source étendue ayant une forme voisine de celle du filament ISF dans Orion (en bas à droite), telle que visible par la voie 1 de PRONAOS-SPM. Après simulation de l'observation PRONAOS, nous reconstruisons la carte en supposant différents niveaux de bruit: le bruit réel (en bas à gauche), 1.5 fois moins que le bruit réel (en haut à droite), et 2 fois moins que le bruit réel (en haut à gauche).

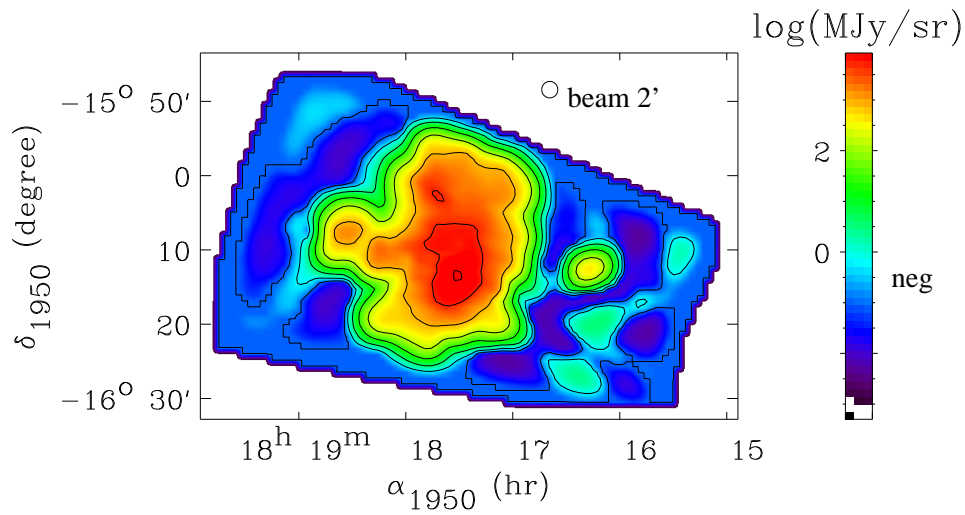


FIG. 3.8 – Carte de M17 dans la voie 1 ($200 \mu\text{m}$) de PRONAOS-SPM, construite par la méthode du bruit uniforme. L'échelle de couleurs est logarithmique, et fait apparaître l'intensité positive reconstruite jusqu'à -0.5 en log, puis le bleu foncé montre le bruit négatif. Des zones de faible intensité à l'ouest sont perdues par rapport à la méthode du bruit non uniforme (voir figures 3.15 et 3.16).

Incertitudes de reconstruction

À partir des simulations décrites précédemment, nous présentons en figure 3.9 un graphe montrant l'erreur de reconstruction constatée sur la carte reconstruite par rapport au ciel simulé, pixel par pixel, en fonction du flux dans chaque pixel.

Ce graphique montre que l'erreur absolue de reconstruction constatée est du même ordre que le niveau de bruit dans les simulations (10 USPM à 1σ). L'écart quadratique moyen de l'erreur de reconstruction sur la carte est de 31 USPM, soit trois fois plus que le niveau dans les données. Cependant, cette valeur relativement élevée est due à quelques points, principalement des pixels aux flux importants pour lesquels l'erreur absolue est certes élevée mais l'erreur relative quand même très faible. Ces erreurs absolues plus grandes pour les pixels ayant un flux important peuvent s'expliquer par le fait que le faisceau de l'instrument dilue le vrai signal sur plusieurs pixels, et que la reconstruction peut difficilement remédier à cet effet. Si l'on enlève les 32 pixels les plus bruités (sur 266), l'écart quadratique moyen des pixels restant tombe à 17 USPM. Ceci montre la robustesse de cette nouvelle méthode de construction de cartes pour PRONAOS. Les incertitudes photométriques dues à la reconstruction, mises en évidence en figure 3.9, sont difficilement modélisables, et nous ne les avons donc pas prises en compte pour l'analyse. Dans la pratique, nous avons éliminé de l'analyse les zones trop bruitées des cartes, comme expliqué dans les sections suivantes.

En conclusion de cette section, nous pouvons dire que ces investigations ont permis d'améliorer considérablement la construction de cartes pour PRONAOS. L'étude des deux nuages froids les plus faibles mis en évidence dans Orion (nuages 3 et 4, voir section 3.4) n'aurait pu être effectuée sans cette nouvelle méthode, et l'étude des zones froides à l'ouest

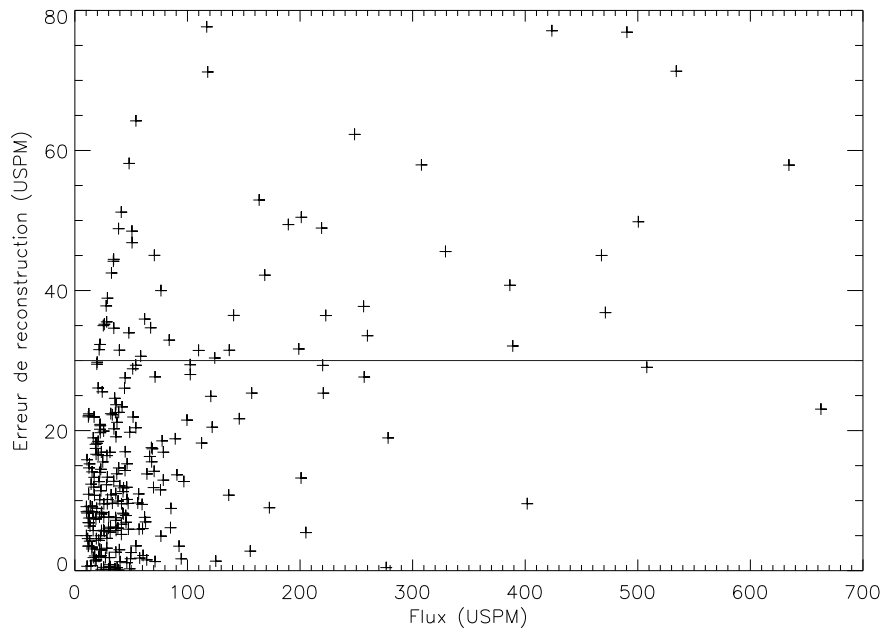


FIG. 3.9 – *Erreur absolue de reconstruction constatée sur la carte reconstruite par rapport au ciel simulé, pixel par pixel, en fonction du flux dans chaque pixel. La droite horizontale marque le niveau de bruit dans les données (3σ).*

de M17 (voir section 3.5) non plus sans la méthode du bruit en partie corrélé au signal. Les très importants contrastes d'intensité (jusqu'à 10000) de ces régions, reconstruits grâce aux méthodes de construction de cartes que nous avons développées, sont le témoin de la structure complexe du milieu interstellaire dans ces nuages moléculaires géants en interaction avec des régions ionisées. Outre la construction de cartes, nous avons travaillé longuement sur l'analyse des données PRONAOS des complexes de formation d'étoiles massives que sont Orion A et Messier 17.

3.4 Analyse des cartes de PRONAOS de la Nébuleuse d'Orion M42

PRONAOS a observé la Nébuleuse d'Orion Messier 42, partie la plus active du complexe moléculaire géant d'Orion (voir section 3.1.2), lors du deuxième vol de l'expérience en septembre 1996. Avec plus de deux heures d'intégration, cette observation est la plus longue jamais réalisée par PRONAOS. Elle a été réalisée en deux séquences, la première concernant l'ISF et la deuxième ce qui s'avèrera être les nuages 2, 3 et 4. L'utilisation de notre méthode de construction de cartes décrite en section 3.3.3 a permis de construire les cartes que nous présentons et étudions dans les sections suivantes.

TAB. 3.3 – Flux intégrés pour les données PRONAOS. Les diamètres approximatifs des régions centrales étudiées sont donnés en minutes d’arc.

	α_{1950} (h,mn,sec)	δ_{1950} ($^{\circ}$,')	F_{ν} (Jy) 200 μm	F_{ν} (Jy) 260 μm	F_{ν} (Jy) 360 μm	F_{ν} (Jy) 580 μm
OMC-1(3.6')	5h 32mn 38	-5 $^{\circ}$ 25'	28500 \pm 1400	14120 \pm 710	6010 \pm 300	1413 \pm 71
ISF (sud) 5.4'	5h 32mn 52	-5 $^{\circ}$ 13'	5130 \pm 260	3110 \pm 160	1489 \pm 74	404 \pm 20
ISF (nord) 4.2'	5h 32mn 38	-4 $^{\circ}$ 58'	2490 \pm 120	1449 \pm 72	699 \pm 35	182.9 \pm 9.1
Nuage 1 (3.5')	5h 31mn 30	-5 $^{\circ}$ 25'	461 \pm 23	308 \pm 15	209 \pm 10	51.0 \pm 2.6
Nuage 2 (3.5')	5h 31mn 16	-5 $^{\circ}$ 08'	37.9 \pm 1.9	41.0 \pm 2.0	27.0 \pm 1.3	9.95 \pm 0.50
Nuage 3 (3.5')	5h 30mn 15	-5 $^{\circ}$ 01'	25.0 \pm 1.3	25.8 \pm 1.3	15.26 \pm 0.76	5.82 \pm 0.29
Nuage 4 (5.2')	5h 29mn 11	-4 $^{\circ}$ 57'	63.2 \pm 3.2	59.5 \pm 3.0	21.5 \pm 1.1	12.54 \pm 0.63

3.4.1 Étude des cartes d’intensité

Nous présentons en figure 3.10 les cartes obtenues dans les bandes 1 et 2 de PRONAOS-SPM, et en figure 3.11 les cartes des voies 3 et 4. Nous présentons également en table 3.3 les positions centrales des objets observés et les flux dans les quatre voies intégrés sur un diamètre indiqué dans la table. Ce diamètre représente approximativement la taille de la région centrale, la plus brillante, du nuage.

La résolution angulaire de ces cartes est 2 minutes d’arc dans les voies 1 et 2 (longueurs d’onde effectives de 200 et 260 μm), 2.5' dans la troisième voie (360 μm) et 3.5' dans la quatrième (580 μm). Cette résolution angulaire correspond à une résolution spatiale d’environ 0.4 parsec à la distance de M42 de 470 pc. Le niveau du bruit dans les cartes se situe à environ 1 MJy/sr. Cependant, les incertitudes d’étalonnage font que la précision sur les intensités est de 5 % en relatif entre les bandes SPM (intercalibration), et de 8 % en absolu (voir section 3.2.2 de ce mémoire et Pajot *et al.*, *en préparation*).

Nous observons dans les figures 3.10 et 3.11 que la zone la plus brillante est le nuage moléculaire OMC-1 (voir l’introduction sur Orion en section 3.1.2 et les noms des sources identifiées en figure 3.10). Il apparaît en effet sur nos cartes comme une région très intense d’émission thermique de la poussière. En particulier dans les environs de BN/KL, l’émission est très élevée, et il s’agit du maximum d’émission pour toute la carte: 49000 MJy/sr dans la voie 1 (200 μm).

Au nord de ce cœur central, on observe très clairement un grand nuage moléculaire qui s’étend sur environ 3 pc, il s’agit de l’ISF (Integral-Shaped Filament ou filament en forme d’intégrale). Il présente une intensité spectrale moyenne d’environ 2300 MJy/sr à 200 μm de longueur d’onde.

On voit à l’ouest du cœur central OMC-1 une condensation de plus faible intensité, que nous appelons Nuage 1, et qui possède une intensité de 570 MJy/sr dans la voie 1. Une émission plus faible est visible autour de cette condensation, qui est reliée au nuage 2 au nord.

Les nuages 2, 3 et 4 apparaissent au nord-ouest dans les cartes en figures 3.10 et

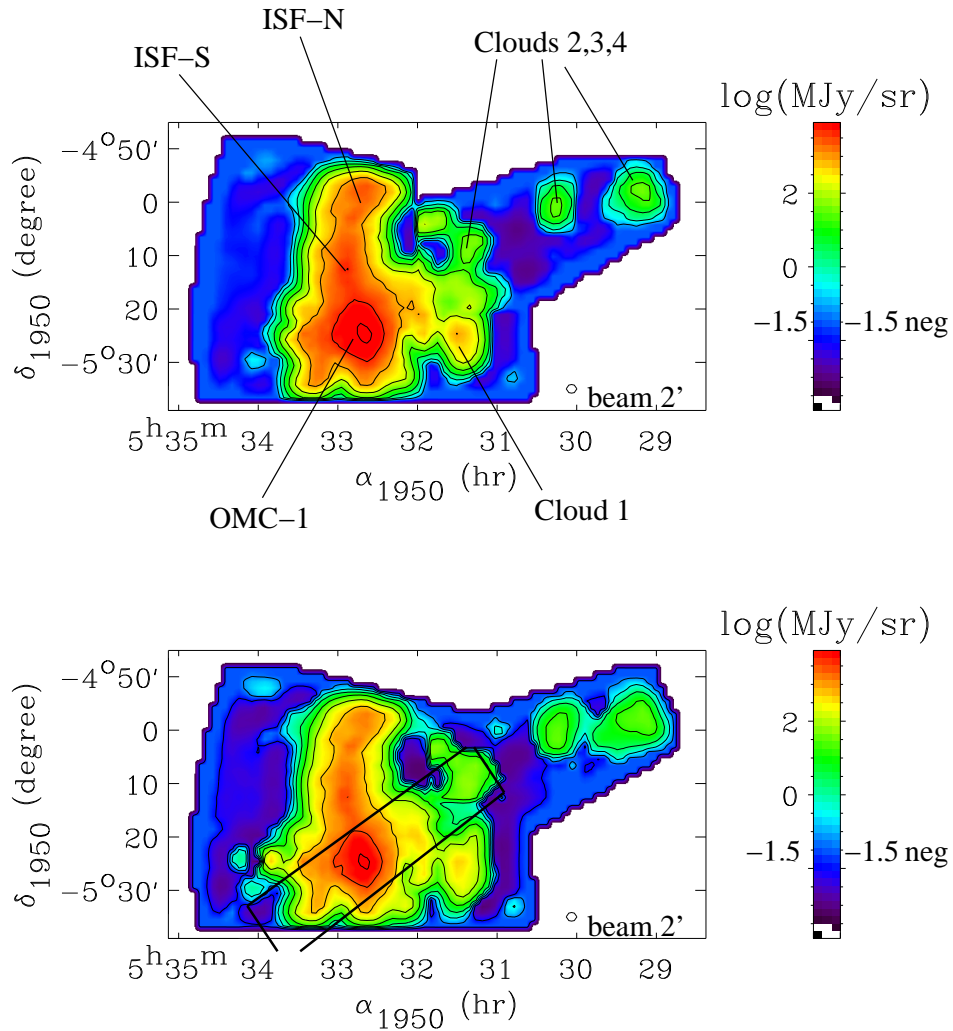


FIG. 3.10 – Cartes de la Nébuleuse d’Orion M_42 dans les deux premières voies de PRONAOS-SPM: $200 \mu\text{m}$ (haut) et $260 \mu\text{m}$ (bas). Nous avons rassemblé les deux séquences, reconstruites séparément, en une seule image. L’échelle de couleur est logarithmique, et montre l’intensité reconstruite positive jusqu’à -1.5 en log, puis le bleu foncé et le violet montrent le bruit négatif. Le niveau de bruit est d’environ $4 \text{ MJy}/\text{sr}$ rms dans la voie 1. Cependant, l’incertitude d’étalonnage fait que la précision sur l’intensité est de 5% (1σ) en relatif entre bandes (8% en absolu). Le cadre noir qui apparaît sur la carte à $260 \mu\text{m}$ est la zone cartographiée lors du premier vol de PRONAOS (Ristorcelli et al. 1998).

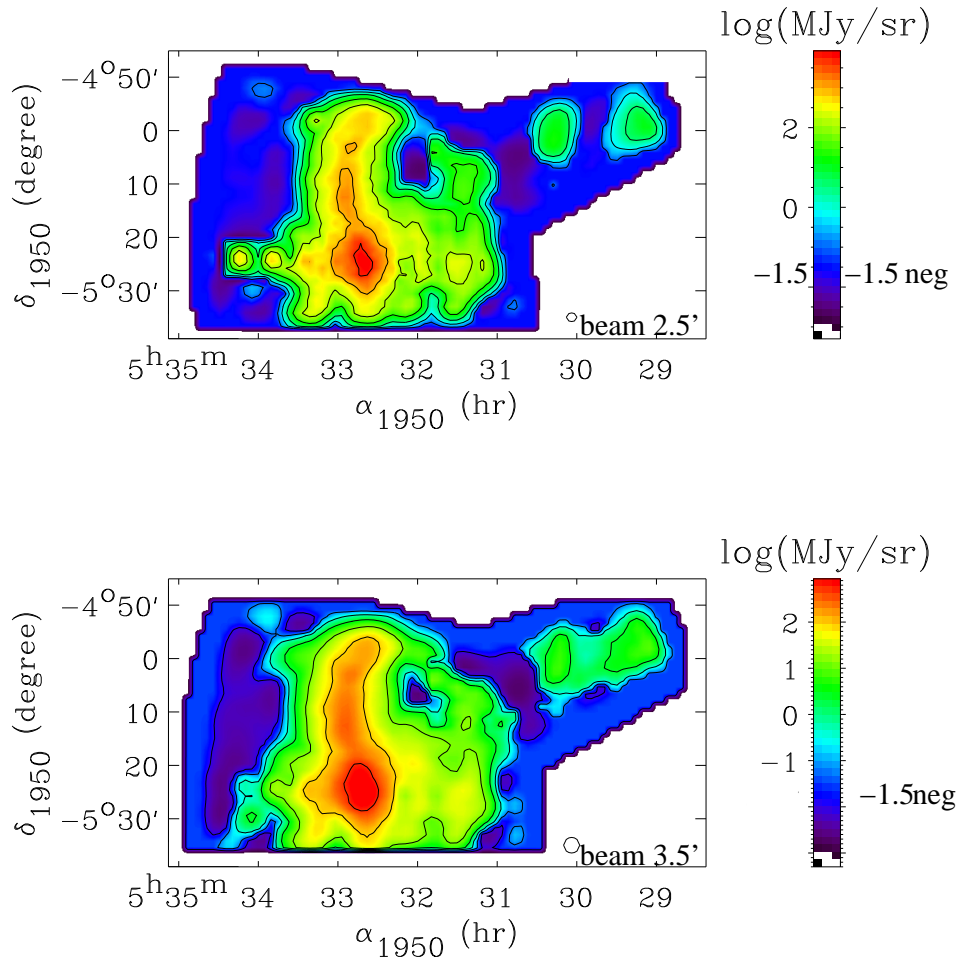


FIG. 3.11 – Cartes de la Nébuleuse d’Orion M_42 dans les voies 3 et 4 de PRONAOS-SPM: $360 \mu\text{m}$ (haut) et $580 \mu\text{m}$ (bas). Nous avons rassemblé les deux séquences, reconstruites séparément, en une seule image. L’échelle de couleur est logarithmique, et montre l’intensité reconstruite positive jusqu’à -1.5 en log, puis le bleu foncé et le violet montrent le bruit négatif. Le niveau de bruit est d’environ $0.8 \text{ MJy}/\text{sr}$ dans la voie 4. Cependant, l’incertitude d’étalonnage fait que la précision sur l’intensité est de 5% (1σ) en relatif entre bandes (8% en absolu).

3.11, d'est en ouest. Le nuage 2 est une condensation de faible intensité découverte lors du premier vol de PRONAOS. L'observation d'OMC-1 et de ce nuage est décrite dans Ristorcelli *et al.* (1998). Dans cet article, le nuage 2 est appelé NorthWest Condensation (source 4). Dans nos observations du deuxième vol de PRONAOS, ce nuage apparaît avec une intensité spectrale maximale dans la carte de 47 MJy/sr à 200 μm , mais son maximum spectral est plus proche de 260 μm , dans la voie 2 dans laquelle l'intensité atteint 50 MJy/sr .

Les nuages 3 et 4 sont deux condensations d'intensité extrêmement faible. L'intensité à 260 μm du nuage 3 est 32 MJy/sr , et l'intensité à 200 μm du nuage 4 est 35 MJy/sr (respectivement les bandes dans lesquelles les intensités sont maximales). Il faut noter que ces deux nuages froids, ainsi que le nuage 2, sont invisibles sur les cartes en infrarouge lointain d'IRAS. Il s'agit, à notre connaissance, de la première détection en continuum de ces objets (nuages 3 et 4).

3.4.2 Données complémentaires

Nous avons utilisé un certain nombre de données complémentaires pour analyser nos mesures submillimétriques sur Orion.

Observations avec DIABOLO

Nous avons utilisé des observations réalisées avec DIABOLO pour mieux contraindre le spectre du nuage 2. Celles-ci ont été effectuées les 6 et 7 décembre 1996 avec le photomètre DIABOLO au foyer du télescope millimétrique de 30 m de l'IRAM, situé en Sierra Nevada, Espagne, près du Pic Veleta. DIABOLO est un photomètre à deux canaux millimétriques, 1200 et 2100 μm , dédié à l'étude de l'effet Sunyaev-Zeldovich. Cet instrument utilise des bolomètres refroidis à 0.1 K. Une description détaillée du dispositif instrumental se trouve dans Benoît *et al.* (2000).

La configuration utilisée pour l'observation du nuage 2 a été la suivante. L'instrument utilise un bolomètre par canal, avec une taille de faisceau de 30 secondes d'arc. Un miroir secondaire vibrant est utilisé, afin de s'affranchir des contaminations de fond provenant du ciel et du télescope lui-même, comme expliqué pour PRONAOS en section 3.2.3. L'amplitude de vibration de ce miroir secondaire était de 120'' à une fréquence de 0.8 Hz. Une carte de 6' par 6' a été produite, centrée sur le pic d'intensité du nuage, en balayant le faisceau du télescope en azimut et hauteur. La vitesse de balayage est de 6''/s, et le pas d'élévation entre deux lignes est de 15''. Le temps total d'observation pour le nuage 2 est d'environ une heure. Les cartes sont traitées de façon à enlever les glitches (impacts de rayons cosmiques sur un détecteur) en filtrant le signal de chaque ligne avec un filtre temporel. Après avoir soustrait une ligne de base et ré-échantillonné, les cartes de gradient (même système que PRONAOS, section 3.2.3) sont déconvoluées en utilisant des programmes IDL maison suivant la méthode EKH (Emerson *et al.* 1979).

Données complémentaires dans la littérature

Les autres données complémentaires utilisées sont, d'une part, celles de l'observation complète du ciel réalisée par le satellite IRAS. En effet, l'intensité à 100 μm d'IRAS (voir

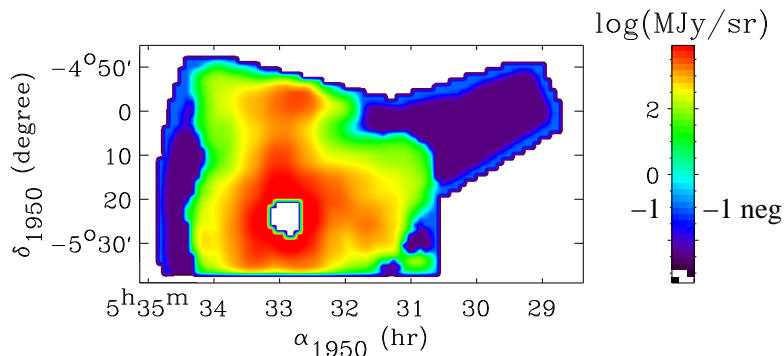


FIG. 3.12 – Carte IRAS à $100 \mu m$ de la Nébuleuse d’Orion M42 sur le champ d’observation de PRONAOS. L’échelle de couleur est logarithmique, et montre l’intensité reconstruite positive jusqu’à -1 en log, puis le bruit négatif. La zone blanche centrale correspond approximativement à la région dans laquelle les données IRAS sont saturées.

figure 3.12) permet de mieux contraindre la température des poussières (les gros grains dominant encore largement l’émission à $100 \mu m$, alors que ce n’est plus forcément le cas à $60 \mu m$). Cependant, les données IRAS souffrent d’une sensibilité nettement plus faible que PRONAOS, et de ce fait, les nuages faibles observés par PRONAOS (nuages 2, 3 et 4) ne sont pas visibles dans ces données IRAS. On observe dans les données à $100 \mu m$ que le halo de l’ISF et d’OMC-1 s’étend jusqu’aux zones des nuages froids. On peut donc considérer que dans ce cas précis (complexe chaud proche de zones de poussière froide), ces zones contiennent deux composantes de gros grains, une chaude, le halo, observée par IRAS, et une froide, les nuages plus ou moins précurseurs de formation d’étoiles, observée par PRONAOS. Néanmoins, au vu de la carte IRAS à $100 \mu m$, le manque de sensibilité semble être une raison au moins aussi importante de ne pas voir les nuages froids qu’une supposée composante chaude étendue qui écraserait toute autre émission à $100 \mu m$ mais serait invisible à $200 \mu m$ dans les données PRONAOS.

Dans OMC-1, les données IRAS sont saturées, aussi l’intensité IRAS à $100 \mu m$ n’est-elle dans cette zone qu’une limite inférieure sans intérêt majeur. En revanche, les données IRAS sont tout à fait utilisables dans l’ISF (zones d’OMC-2 et OMC-3). Nous les utilisons pour l’ajustement en considérant une erreur d’intercalibration de 25 % entre IRAS et PRONAOS.

Nous avons également utilisé pour l’ajustement des données spectrales d’OMC-1 provenant de données complémentaires de la littérature. Ce travail, réalisé par Ristorcelli *et al.* (1998), a permis d’inclure les données à $90 \mu m$ d’Harper (1974), en remplacement des données IRAS saturées, ainsi que les données millimétriques de Chini *et al.* (1984) à 1 mm et de Mezger *et al.* (1990) à 1.3 mm. Ces données ont été moyennées sur l’étendue de faisceau de la quatrième voie de PRONAOS ($3.5'$).

Les flux intégrés de toutes ces données complémentaires sont indiqués en table 3.4.

TAB. 3.4 – Flux intégrés provenant de données autres que PRONAOS. Les diamètres approximatifs des régions centrales étudiées sont donnés en minutes d’arc.

	F_ν (Jy)	F_ν (Jy)	F_ν (Jy)	F_ν (Jy)	F_ν (Jy)	F_ν (Jy)
	90 μm Harper	100 μm IRAS	1000 μm Chini	1200 μm DIABOLO	1300 μm Mezger	2100 μm DIABOLO
OMC-1(3.6')	258000 \pm 77000	—	480 \pm 140	—	187 \pm 56	—
ISF (sud) 5.4'	—	10600 \pm 2600	—	—	—	—
ISF (nord) 4.2'	—	4000 \pm 1000	—	—	—	—
Nuage 2 (3.5')	—	—	—	0.77 \pm 0.13	—	0.120 \pm 0.030

3.4.3 Dérivation de la température et de l’indice spectral

L’originalité des données PRONAOS par rapport aux mesures submillimétriques au sol est que tout le domaine submillimétrique est couvert par les observations. Ceci nous permet de contraindre efficacement à la fois la température et l’indice spectral (équation 3.1) des gros grains responsables de l’émission continue submillimétrique (voir section 3.1.1). Nous ajustons donc les spectres obtenus avec PRONAOS et les données complémentaires avec le modèle du corps noir modifié.

Pour faire cela, il est nécessaire auparavant de dégrader la résolution de chaque carte des voies 1, 2 et 3 de PRONAOS-SPM à celle de la voie 4 (3.5’), afin de comparer des intensités diluées dans la même taille et la même forme de faisceau. Sinon, il est bien clair que les spectres sont biaisés. Nous avons donc lissé chacune des cartes PRONAOS obtenues dans les trois premières voies avec un profil calculé pour obtenir la même forme de faisceau pour les quatre voies.

Nous réalisons l’ajustement des spectres ainsi obtenus grâce à la méthode des moindres carrés, que nous appliquons pour déterminer les meilleurs paramètres C , T , et β . Nous faisons un ajustement par pixel de la carte pour l’ensemble des données spectrales disponibles. Nous supposons de ce fait que l’émission dominante des gros grains peut être caractérisée par une seule température. Cette approximation peut ne pas être satisfaisante dans le cas où l’on observe de la poussière chaude majoritairement, mais qu’une composante de poussière froide est aussi présente sur la ligne de visée ou dans le faisceau. Nous discutons de cette limitation en section 3.6.

En supposant que l’émission est optiquement mince, ce qui se justifie parfaitement dans le cas de l’émission submillimétrique de la poussière, qui est très peu absorbée, et ce qui peut être démontré *a posteriori* sur les résultats obtenus, nous pouvons alors calculer la profondeur optique:

$$\tau_\nu = \frac{I_\nu}{B_\nu} = C \lambda^{-\beta} \quad (3.3)$$

Nous présentons en figure 3.13 les spectres obtenus pour les sources identifiées. Les paramètres température et indice spectral dérivés par l’ajustement et leurs barres d’erreur sont présentés en table 3.5, ainsi que la profondeur optique dans les bandes extrêmes de

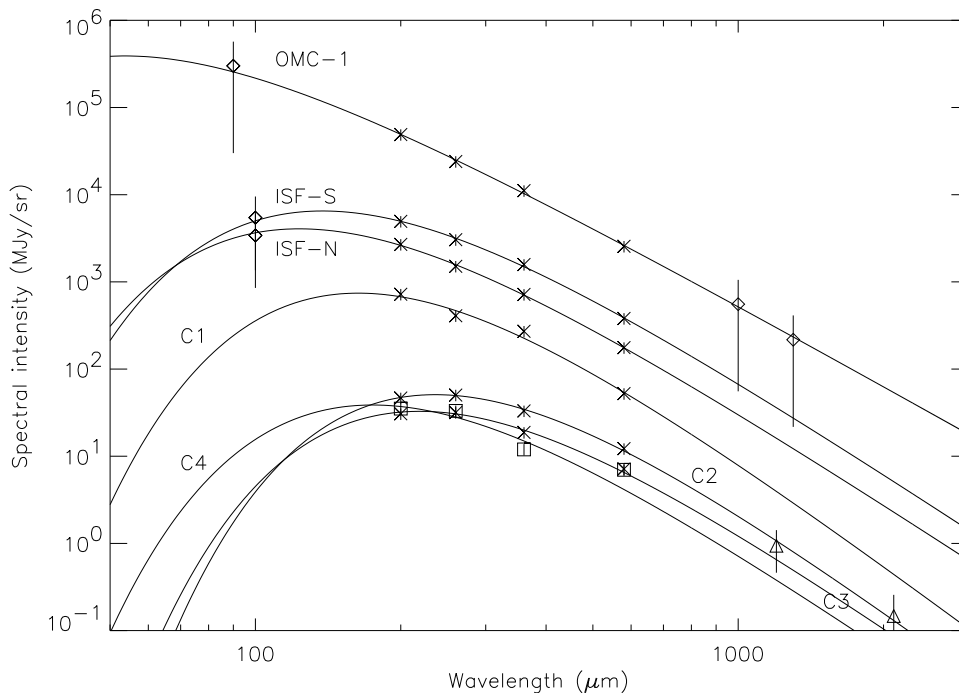


FIG. 3.13 – Spectres en intensité de la Nébuleuse d’Orion M_42 . Les erreurs tracées sont à 3σ . Les croix marquent les points PRONAOS, les triangles les points DIABOLO (Nuage 2), et les losanges les autres données. Pour la clarté de la figure, les points PRONAOS du nuage 4 sont visualisés par des carrés. Les barres d’erreur des données PRONAOS correspondent à l’incertitude relative d’étalonnage entre les bandes. Les lignes pleines sont le résultat des ajustements par le corps noir modifié.

PRONAOS-SPM. Cette table présente les résultats pour les pics d’intensité des sources présentées, mais nous présentons également en figure 3.14 les cartes complètes de température et d’indice spectral. Celles-ci ont été réalisées en utilisant les données IRAS à $100\ \mu m$ dans la majeure partie de la carte, mais pas dans M17 SW (saturées) ni dans les nuages froids pour lesquels les données IRAS ne détectent pas de flux, comme bien visible en figure 3.12. Sur l’ensemble des pixels des cartes pour lesquels l’ajustement est possible (là où il y a du signal), la précision relative obtenue sur les deux paramètres T et β est meilleure que 50 % dans 88 % des cas, et meilleure que 20 % dans 55 % des cas. La région d’OMC-1 souffre de l’absence des données IRAS (saturées), ce qui se traduit par des paramètres T et β assez mal définis sur les cartes. En revanche, grâce aux données complémentaires utilisées, l’ajustement du pic d’intensité d’OMC-1 donne des résultats satisfaisants (voir table 3.5).

3.4.4 Variations de la température et de l’indice spectral

La température varie très fortement à l’intérieur et aux environs du complexe M_42 observé. Elle varie entre environ 10 K et 100 K, et l’indice spectral change aussi beaucoup suivant les régions, entre 1 et 2.5 environ. Les nuages séparés des régions les plus denses (nuages 3 et 4) sont froids et ont des indices élevés, mais il y a également des nuages froids

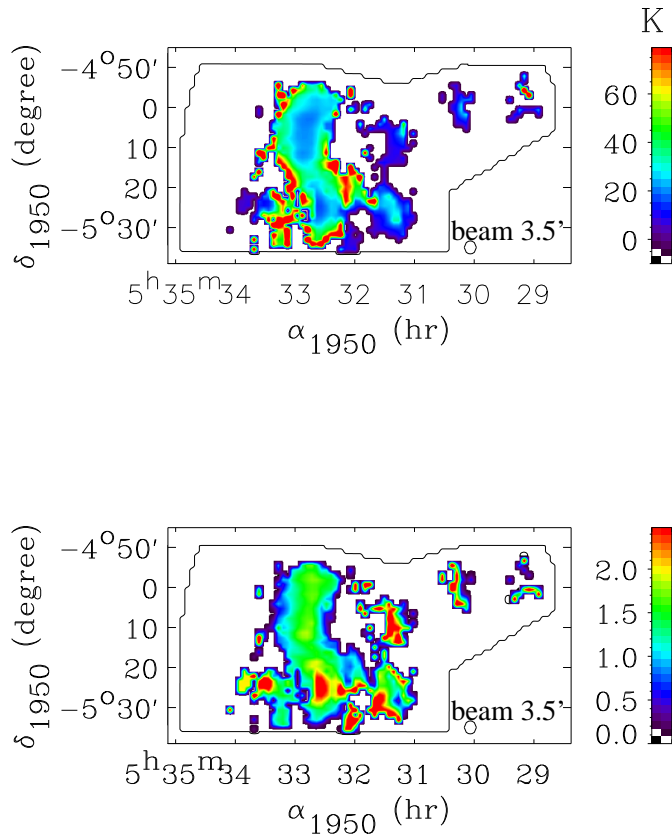


FIG. 3.14 – Cartes de température en Kelvin (haut) et d'indice spectral (bas) de la Nébuleuse d'Orion M42. Ces cartes ont été réalisées en utilisant les données IRAS à $100\ \mu\text{m}$ dans la majeure partie de la carte, mais pas dans les environs de BN/KL (saturées) ni dans les nuages froids pour lesquels les données IRAS ne détectent pas de flux, comme bien visible en figure 3.12. La résolution angulaire des deux cartes est de $3.5'$. Le contour extérieur marque la limite de la zone observée. Les zones en blanc à l'intérieur de ce contour correspondent aux zones pour lesquelles le rapport signal sur bruit est trop faible pour obtenir les paramètres T et β . Sur l'ensemble des pixels des cartes pour lesquels l'ajustement est possible (là où il y a du signal), la précision relative obtenue sur les deux paramètres T et β est meilleure que 50 % dans 88 % des cas, et meilleure que 20 % dans 55 % des cas. La région d'OMC-1 souffre de l'absence des données IRAS (saturées), ce qui se traduit par des paramètres T et β assez mal définis sur les cartes.

TAB. 3.5 – *Température et indice spectral d’après l’ajustement des spectres des régions centrales, profondeur optique. Les barres d’erreur sont données pour l’intervalle de confiance à 68 %. Les diamètres approximatifs des régions centrales sont donnés en minutes d’arc.*

	T (K)	β	$\frac{\tau_{\nu}}{10^{-3}}$ 200 μm	$\frac{\tau_{\nu}}{10^{-3}}$ 580 μm
OMC-1 (3.6')	66.1 $^{+10.2}_{-9.4}$	1.13 $^{+0.06}_{-0.09}$	47 \pm 6	10.4 \pm 0.8
ISF				
(sud) 5.4'	22.4 $^{+2.1}_{-2.0}$	1.71 $^{+0.12}_{-0.19}$	5.3 \pm 1.0	1.3 \pm 0.1
ISF				
(nord) 4.2'	25.2 $^{+2.5}_{-2.5}$	1.68 $^{+0.13}_{-0.17}$	15 \pm 3	1.9 \pm 0.2
Nuage 1 (3.5')	17.0 $^{+3.4}_{-2.5}$	2.21 $^{+0.23}_{-0.48}$	4.0 \pm 3.2	0.76 \pm 0.23
Nuage 2 (3.5')	11.8 $^{+0.6}_{-0.7}$	2.20 $^{+0.15}_{-0.18}$	4.2 \pm 1.5	0.43 \pm 0.07
Nuage 3 (3.5')	13.3 $^{+2.6}_{-2.1}$	1.98 $^{+0.39}_{-0.79}$	1.4 < 4.2(3 σ)	0.19 \pm 0.07
Nuage 4 (5.2')	16.9 $^{+7.3}_{-4.1}$	1.91 $^{+0.00}_{-1.29}$	0.5 < 2.1(3 σ)	0.12 \pm 0.06

près de la région centrale active (OMC-1). Ainsi, les nuages 1 et 2 (17 K et 11.8 K) sont situés à environ 1.5 pc d’OMC-1. En ce qui concerne les sources en commun (OMC-1 et le nuage 2), les paramètres dérivés dans ce travail sont en bon accord avec ceux de Ristorcelli *et al.* (1998, données du premier vol de PRONAOS).

L’indice spectral dérivé pour OMC-1 est 1.13 avec des barres d’erreur faibles ($^{+0.06}_{-0.09}$), grâce au grand nombre de points de données que nous avons dans la queue Rayleigh-Jeans du spectre, étant donné la température autour de 65-70 K. Nous renvoyons à Ristorcelli *et al.* (1998) pour une discussion approfondie de l’objet OMC-1 (BN/KL). Pour une région aussi complexe et active qu’OMC-1, il est probable que le spectre que nous observons entre 90 μm et 1300 μm traduise un mélange de différentes composantes de poussières à des températures différentes, soit l’une à côté de l’autre dans le faisceau, soit sur la ligne de visée. Notamment, le fait d’observer un indice spectral faible dans cette région pourrait s’expliquer par une composante de poussières froides qui a son maximum d’émission dans le domaine submillimétrique, augmentant ainsi l’émission totale mesurée dans ce domaine, et réduisant ainsi la pente de la queue Rayleigh-Jeans du spectre observé. Ceci se traduirait en effet par un indice spectral plus faible par rapport à une valeur supposée constante pour chaque composante de grains, disons ≈ 2 . Cependant, les investigations déjà réalisées par Ristorcelli *et al.* (1998) dans OMC-1 ont montré que la colonne densité de poussières froides requise pour expliquer les mesures de cette manière devait être 40 fois plus massive que la composante chaude. Ceci est difficilement imaginable dans une région dense et active comme OMC-1, aussi devons-nous conclure que l’indice spectral de la composante dominante des poussières se trouve effectivement autour de 1.

L’émission étendue du filament ISF fait apparaître une température assez froide (22 K au sud et 25 K au nord), avec des indices spectraux d’environ 1.7. Dans ce domaine de température, les points de données PRONAOS combinés aux données à 100 μm donnent des barres d’erreur faibles aussi bien sur la température que sur l’indice spectral. Afin d’en savoir plus sur la réalité des indices spectraux que l’on observe dans l’ISF, nous avons simulé une distribution de température avec $\beta = 2$, en utilisant une fonction cloche centrée sur 17 K et de largeur à mi-hauteur de 9 K environ. Ceci conduit à ajuster le

spectre observé par PRONAOS par un corps noir modifié de température un peu plus élevée que la moyenne de la simulation (21 K) pour un indice spectral de 1.8. Nous voyons donc que des températures observées de l'ordre de 20 K avec des indices un peu plus faibles que 2 peuvent être expliquées par une distribution de température centrée sur une valeur plus froide, avec un indice de 2. Cependant, cet effet est faible et n'explique pas les écarts d'indice spectral importants que nous observons dans Orion.

Les nuages 1 et 2 ont l'indice spectral le plus élevé observé (2.2), le nuage 2 étant le plus froid (11.8 K), avec des barres d'erreur considérablement réduites par rapport à la mesure de Ristorcelli *et al.* (1998) grâce aux mesures millimétriques de DIABOLO. Le nuage 3 est un autre nuage froid (13.3 K) avec un indice spectral proche de 2 (1.98), cependant, l'erreur sur l'indice spectral est importante car nous ne disposons pas de données millimétriques pour ce nuage. Le nuage 4 a des paramètres température et indice spectral mal définis, mais semble également être froid (≈ 17 K).

Récemment, des cartes de l'ISF à haute résolution angulaire dans le domaine submillimétrique ont été produites grâce à des observations au sol, au CSO (Caltech Submillimeter Observatory), à 350 μm , par Lis *et al.* (1998), et au JCMT (James Clerk Maxwell Telescope), à 450 et 850 μm , par Johnstone & Bally (1999). Cependant, ces cartes n'incluent pas les régions de faible intensité montrées dans ce travail (nuages 1 à 4), ni l'émission diffuse autour de l'ISF, que nous montrons en figures 3.10 et 3.11. Si l'on compare leurs cartes à celles de PRONAOS, il est visible que l'émission étendue autour des sources les plus brillantes n'est pas détectée par ces observations au sol. En revanche, leur résolution angulaire est bien supérieure à la nôtre, et permet ainsi de mieux décrire la structure fractale des nuages moléculaires composant l'ISF. Nos cartes apportent donc une information différente et complémentaire des observations au sol.

En combinant leur carte à 350 μm avec la carte de Chini *et al.* (1997) à 1300 μm (IRAM), Lis *et al.* (1998) ont déduit une carte d'indice spectral de la poussière sur la région brillante entourant OMC-1, y compris Orion-S et la Barre d'Orion. En supposant une température uniforme (55 K) dans cette région, ils ont dérivé des indices spectraux entre 1.3 et 2.7, les valeurs les plus faibles étant observées dans la Barre d'Orion (environ 1.7) et BN/KL (1.8), tandis que les valeurs les plus élevées (environ 2.3) sont dérivées dans le nord d'OMC-1. Les valeurs qu'ils dérivent dans la zone la plus brillante (BN/KL et Orion-S) sont dans le domaine 1.8-2.0 quand on les moyenne sur la taille de faisceau de nos observations. Même si l'on tient compte du fait que la température qu'ils supposent (55 K) est trop basse par rapport à celle que l'on mesure (66 K), ces valeurs restent clairement incompatibles avec notre mesure de l'indice spectral (1.13). Cette différence pourrait être expliquée par le fait qu'ils utilisent deux jeux de données différentes avec d'éventuelles erreurs systématiques.

3.4.5 Densités de colonne et masses

Dérivation de la densité de colonne

Nous nous intéressons à l'estimation des densités de colonne, c'est-à-dire la masse de gaz et de poussières le long de la ligne de visée, et des masses des régions étudiées. Nous souhaitons modéliser l'émission des poussières de façon à la fois simple et auto-cohérente avec nos observations et notre mode d'ajustement. Pour cela, il nous paraît nécessaire

d'utiliser l'indice spectral que nous mesurons pour caractériser l'émission des grains, afin d'en déduire une estimation de la densité de colonne.

Cependant, l'indice spectral nous donne la pente de l'émissivité, mais pas la valeur absolue (opacité). Nous considérons uniquement l'émission thermique des gros grains qui dominant très largement dans ce domaine de longueur d'onde. Il nous faut alors uniquement supposer une valeur de l'opacité des gros grains, à une longueur d'onde donnée. L'opacité est une grandeur qui traduit quelle quantité d'énergie est absorbée et ré-émise par les grains par unité de densité de gaz et de poussières. Sa valeur à $100 \mu m$ dans le modèle de Désert *et al.* (1990) est bien contrainte par les données IRAS, nous la choisissons donc. La variation de l'opacité dans le domaine submillimétrique observé par PRONAOS (200 - 600 μm) est alors décrite par l'indice spectral observé. De ce fait, nous supposons implicitement que la pente de la courbe d'émissivité ne change pas dans le domaine de longueur d'onde observé par PRONAOS, comme nous l'avions d'ailleurs déjà supposé lors de l'ajustement. Cette supposition est largement acceptable dans l'intervalle de longueur d'onde observé. En revanche, nous prenons en compte la variabilité spatiale de l'indice spectral dans les régions observées.

Ceci nous donne un modèle simple auto-cohérent qui nous permet de calculer la colonne densité N_H en fonction de l'intensité spectrale et de l'indice spectral. La valeur de l'opacité adoptée (Désert *et al.* 1990) est:

$$\kappa_{100 \mu m} = 0.361 \text{ cm}^2/g \quad (3.4)$$

par gramme de milieu total: gaz et poussière, à une longueur d'onde de $100 \mu m$. Cette valeur est calculée d'après les courbes d'extinction données dans Désert *et al.* (1990). L'opacité κ est définie de la manière suivante:

$$\kappa = \frac{\tau}{N_H m_H} \quad (3.5)$$

La relation entre la densité de colonne de gaz et les paramètres de l'ajustement est alors:

$$N_H = \frac{C \lambda^{-\beta}}{\kappa m_H} \quad (3.6)$$

où m_H est la masse du proton et C et β deux paramètres de l'ajustement par la loi de corps noir modifiée décrite en équation 3.1. Pour la valeur de Désert *et al.* (1990) de $\kappa_{100\mu m}$, on a alors:

$$N_H = 1.67 \cdot 10^{24} C (100\mu m)^{-\beta} \quad (3.7)$$

avec N_H exprimée en protons/cm² et C en μm^β .

Nous pouvons également adopter une valeur différente de l'opacité à $100 \mu m$, afin de prendre en compte des milieux interstellaires froids et denses. Le modèle d'Ossenkopf & Henning (1994) - et Ossenkopf (1993), spécifique aux cœurs protostellaires, prend en

compte la coagulation des grains dans des nuages froids et denses protégés du champ de rayonnement ultraviolet interstellaire. L'opacité est alors:

$$\kappa_{100\ \mu m} \approx 1\ \text{cm}^2/\text{g} \quad (3.8)$$

La relation entre la densité de colonne et les paramètres de l'ajustement est alors:

$$N_H = 6.02\ 10^{23}\ C\ (100\ \mu m)^{-\beta} \quad (3.9)$$

avec N_H en protons/cm² et C en μm^β .

Analyse

Nous comparons les densités de colonne estimées de la manière décrite ci-dessus, avec celles que nous dérivons d'observations de la transition de rotation moléculaire $J = 1-0$ du monoxyde de carbone ¹³CO. Nous utilisons les données de Nagahama *et al.* (1998), gracieusement fournies par les auteurs. En adoptant l'équilibre thermique local et en supposant que l'émission est optiquement mince, la densité de colonne de ¹³CO est:

$$N_{13CO} = 2.6\ 10^{14}\ \frac{W_{13CO}}{(1 - e^{-5.3/T})} \quad (3.10)$$

où W_{13CO} est l'intensité intégrée dans la raie (voir par exemple Rohlfs *et al.* 2000). Alors, en supposant un rapport en nombre $\frac{H_2}{13CO}$ égal à $4.6\ 10^5$ (Rohlfs *et al.* 2000), un poids moléculaire moyen de $2.36\ m_H$ (voir par exemple Elmegreen *et al.* 1979), et une température du gaz de 30 K, nous dérivons un rapport densité de colonne sur intensité intégrée dans la raie du ¹³CO de $17\ 10^{20}$ protons $\text{cm}^{-2}(K.km/s)^{-1}$. Ce coefficient nous permet de calculer des densités de colonne que nous présentons dans la table 3.6, afin de comparer aux estimations PRONAOS.

Comme nous pouvons l'observer dans cette table, la correspondance est plutôt bonne entre les densités de colonne d'OMC-1 et de l'ISF estimées d'après les mesures PRONAOS et le modèle de Désert *et al.* (1990), et l'estimation d'après le CO. En effet, le rapport PRONAOS/CO des densités de colonne trouvées est de 1.52 pour OMC-1, 0.53 pour le sud de l'ISF et 0.91 pour le nord. Le nuage 1 fait apparaître un très bon accord avec l'estimation d'après Désert *et al.* 1990 (rapport 1.1). Les nuages froids 2, 3 et 4 ont des estimations CO en très bon accord avec l'estimation d'après Ossenkopf & Henning (rapports 0.71, 1 et 1.33). Ces résultats montrent que les valeurs trouvées sont assez robustes. Le bon accord entre les valeurs estimées par le CO pour les nuages froids et le modèle d'Ossenkopf & Henning (1994) peut être expliqué par le fait que les condensations froides peuvent être le siège de formation de manteaux de glaces moléculaires sur les grains, et de coagulation des grains. Ces processus sont pris en compte par le modèle d'Ossenkopf & Henning (1994).

Nous montrons également en table 3.6 la masse de chaque région étudiée. Elle est obtenue simplement en multipliant la densité de colonne de gaz par la surface approximative du nuage, en supposant une distance de 470 pc. Bien entendu, l'erreur sur ces masses est importante et difficile à estimer correctement, car les sources d'incertitudes

TAB. 3.6 – Densités de colonne estimées d’après les données PRONAOS en utilisant les opacités de Désert *et al.* (1990), Ossenkopf & Henning (1994), et d’après les données ^{13}CO de Nagahama *et al.* (1998). Masses, masses de Jeans, densités.

	N_H Désert 10^{20}cm^{-2}	N_H Ossenkopf 10^{20}cm^{-2}	N_H ^{13}CO 10^{20}cm^{-2}	Masse Dés. (M_\odot)	Masse Oss. (M_\odot)	M Jeans (M_\odot)	Densité Dés. (protons/ cm^3)	Densité Oss. (protons/ cm^3)
OMC-1(3.6')	1400	—	920	212	—	—	138000	—
ISF								
(sud) 5.4'	245	—	460	83	—	—	16100	—
ISF								
(nord) 4.2'	525	—	580	108	—	—	44400	—
Nuage 1 (3.5')	320	115	300	42	15	12.6	33800	12200
Nuage 2 (3.5')	320	120	170	46	17	8.7	32900	11900
Nuage 3 (3.5')	95	34	34	9.9	3.6	8.4	11300	4070
Nuage 4 (5.2')	33	12	9	10.3	3.7	18.5	2220	802

sont nombreuses. À l’erreur sur la profondeur optique s’ajoute l’incertitude d’avoir pris une valeur de l’opacité issue d’un modèle et celle d’avoir pris une pente constante pour l’indice spectral. Néanmoins, c’est une estimation intéressante qui permet d’avoir une mesure des masses indépendante des raies moléculaires, qui par ailleurs ne sont pas forcément plus précises.

Pour les nuages moléculaires froids plus ou moins en dehors du complexe de formation d’étoiles de M42 (c’est-à-dire les nuages 1 à 4), nous pouvons raisonnablement nous demander s’ils pourraient s’effondrer sous l’effet de leur masse pour devenir des objets pré-stellaires. Comme indicateur de la stabilité gravitationnelle des nuages étudiés, nous présentons en table 3.6 une estimation de leur masse de Jeans. Nous utilisons l’expression dérivée de l’égalité des énergies gravitationnelle et thermique (Larson 1969):

$$M_J = 10^{-18} R_{cm} T \quad (3.11)$$

où M_J est exprimée en masses solaires, R_{cm} est le rayon, exprimé en centimètres, du nuage supposé sphérique, et T la température du nuage en Kelvin. La température que nous avons utilisée est bien sûr celle des poussières que nous mesurons, alors que dans l’expression 3.11, il s’agit de la température du gaz moléculaire. Cependant, dans le milieu interstellaire dense, les deux températures sont peu différentes (voir par exemple Hollenbach 1989 et Tielens & Hollenbach 1985). En effet, différents mécanismes permettent aux grains de chauffer efficacement le gaz (collisions gaz-grains, rayonnement infrarouge des grains absorbé par le gaz, etc).

La comparaison de la masse du nuage à sa masse de Jeans doit être prise comme un indicateur de l’instabilité du nuage. Il y a bien sûr de larges incertitudes à la fois sur la masse du nuage mesurée et sur les sources non thermiques d’énergie interne qui peuvent contre-balancer l’effondrement gravitationnel, telles que le champ magnétique (voir par exemple Dudorov & Stepanov 1997) et la turbulence du gaz (voir par exemple Gazol *et al.* 2001). La pression extérieure peut, au contraire, mener à la stabilisation de clumps

qui sinon s'évaporerait. Malgré ces restrictions, on voit en table 3.6 que dans notre échantillon de quatre nuages froids, il y a une tendance à ce que les clumps les plus proches de la région active (nuages 1 et 2) soient gravitationnellement les plus instables.

3.4.6 Conclusion sur Orion

Tout d'abord, notre travail sur la Nébuleuse d'Orion montre l'émission submillimétrique des poussières à l'intérieur et autour du complexe moléculaire, avec une grande sensibilité et une méthode de construction de cartes avancée qui permettent de mettre en évidence des nuages de très faible intensité à proximité de régions très brillantes. Nous montrons une large distribution de températures et d'indices spectraux: la température varie de 10 à 100 K, et l'indice spectral de 1 à 2.5 environ. La découverte de deux nuages froids supplémentaires dans cette région (nuages 3 et 4), en plus de celle du nuage 2 par Ristorcelli *et al.* (1998), confirme que l'existence de telles condensations froides ne sont pas rares dans ces régions. Cependant, nous voyons également que les nuages froids étendus se trouvent en dehors de la zone active de formation d'étoiles. Ils pourraient être les futurs emplacements de l'activité de formation d'étoiles.

Nous avons estimé les densités de colonne et les masses des régions observées en modélisant de façon simple l'émission thermique des gros grains, et en utilisant une valeur de l'opacité à 100 μm tirée des modèles (Desert *et al.* 1990, Ossenkopf & Henning 1994). Il y a un bon accord entre les densités de colonne estimées d'après les données ^{13}CO de Nagahama *et al.* (1998) et celles que nous dérivons de nos mesures du continuum submillimétrique. Ceci montre que les valeurs d'opacité dans les modèles de grains sont correctes, et que l'imagerie spectrale submillimétrique en bandes larges est un moyen efficace de dériver des masses dans le milieu interstellaire.

Finalement, nous observons une tendance à ce que plus les nuages froids se trouvent près du complexe de formation stellaire, plus ils sont instables gravitationnellement. Or, l'histoire de la formation stellaire autour d'OMC-1 montre qu'il y a déjà eu trois à quatre flambées successives de formation d'étoiles dans cette région, l'amas correspondant à l'objet BN/KL étant le dernier. Les nuages froids que nous mettons en évidence près de la région active peuvent donc être les précurseurs d'une prochaine génération d'étoiles. Ceci est bien sûr assez spéculatif, et pourrait être précisé par d'autres observations de ces régions, en particulier des possibles objets proto-stellaires enfouis.

L'ensemble de cette analyse des données PRONAOS du vol 2 sur la Nébuleuse d'Orion M42 a été publiée dans Dupac *et al.* (2001) et a fait l'objet d'articles d'actes de conférences (Dupac *et al.* 2001 *coll. a*, Dupac *et al.* 2002 *coll. c*).

3.5 Analyse des cartes de PRONAOS du complexe moléculaire M17

PRONAOS a observé le complexe moléculaire Messier 17 (voir l'introduction sur cet objet en section 3.1.3) lors du deuxième vol de l'expérience en septembre 1996. Cette observation de plus d'une heure, la plus longue du milieu interstellaire après Orion, réalisée lors du deuxième vol de PRONAOS, permet d'observer un autre complexe proche de formation d'étoiles massives, situé néanmoins à une distance plus importante qu'Orion

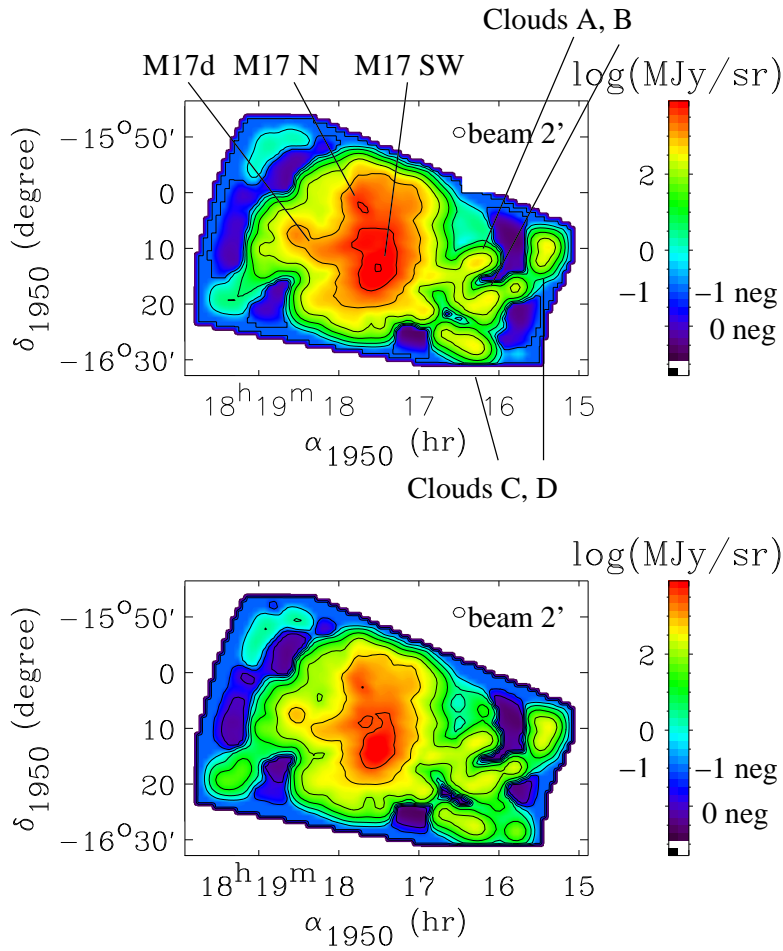


FIG. 3.15 – Cartes d'intensité de PRONAOS dans les voies 1 ($200 \mu\text{m}$, en haut) et 2 ($260 \mu\text{m}$, en bas). La résolution angulaire est de $2'$ pour les deux cartes. L'échelle de couleur est logarithmique, et montre l'intensité positive reconstruite jusqu'à -1 en log, puis le bruit négatif. Les zones non observées apparaissent en blanc.

(2200 pc). L'utilisation de notre méthode de construction de cartes avec bruit non uniforme décrite en section 3.3.3 a permis de construire les cartes que nous présentons et étudions dans les sections suivantes, et de faire apparaître des nuages de très faible intensité.

3.5.1 Étude des cartes d'intensité de PRONAOS

Nous présentons en figure 3.15 les cartes obtenues dans les bandes 1 et 2 de PRONAOS-SPM, et en figure 3.16 les cartes des voies 3 et 4. Nous présentons également en table 3.7 les positions centrales des objets observés et les flux dans les quatre voies intégrés sur un diamètre de $3.5'$.

La résolution angulaire de ces cartes est 2 minutes d'arc dans les voies 1 et 2 (longueurs d'onde effectives de 200 et $260 \mu\text{m}$), $2.5'$ dans la troisième voie ($360 \mu\text{m}$) et $3.5'$ dans la quatrième ($580 \mu\text{m}$). Cette résolution angulaire correspond à une résolution spatiale d'environ 2 parsecs à la distance de M17 de 2200 pc (Chini *et al.* 1980). Le niveau du

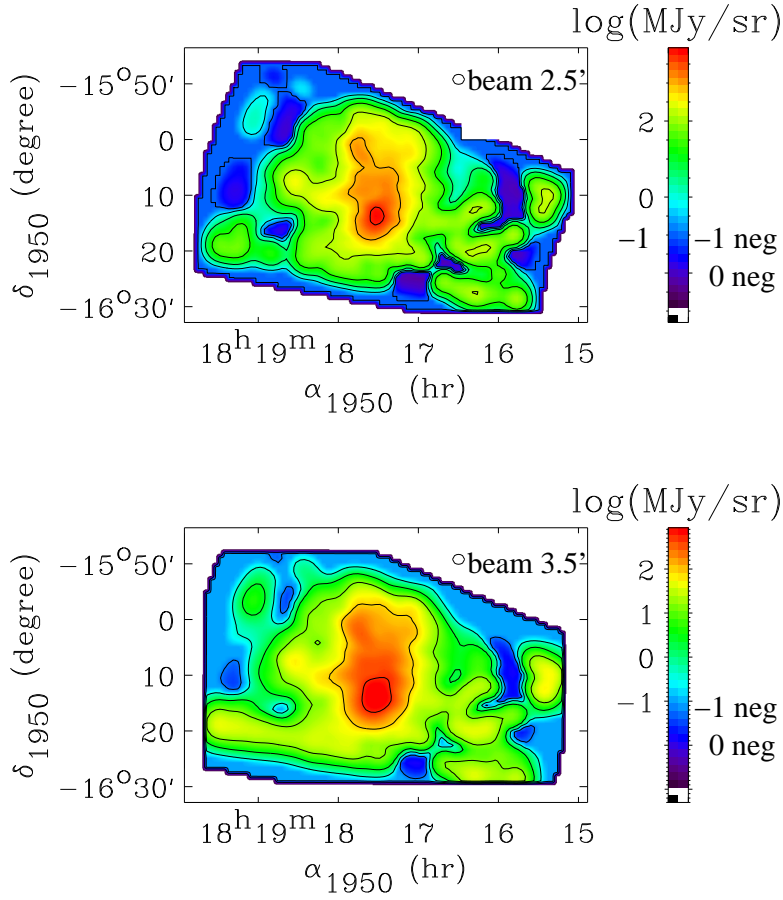


FIG. 3.16 – Cartes d'intensité de PRONAOS dans les voies 3 et 4 ($360 \mu\text{m}$, en haut, et $580 \mu\text{m}$, en bas). La résolution angulaire est de $2.5'$ pour la voie 3 et de $3.5'$ pour la voie 4. L'échelle de couleur est logarithmique, et montre l'intensité positive reconstruite jusqu'à -1 en log, puis le bruit négatif. Les zones non observées apparaissent en blanc.

TAB. 3.7 – Coordonnées équatoriales des pics d'intensité, et flux (Jy) intégrés sur $3.5'$ autour des pics d'intensité des régions identifiées. Les erreurs absolues sur les flux sont de 8% (1σ). Ces valeurs prennent en compte les corrections fines de couleur dues aux bandes larges de l'instrument SPM.

	α_{1950}	δ_{1950}	$F_\nu(\text{Jy})$	$F_\nu(\text{Jy})$	$F_\nu(\text{Jy})$	$F_\nu(\text{Jy})$
	(h,mn,sec)	($^\circ$,')	$200 \mu\text{m}$	$260 \mu\text{m}$	$360 \mu\text{m}$	$580 \mu\text{m}$
M17 SW	18 17 35	-16 15	28000	15000	6600	1500
M17 N	18 17 45	-16 03	4800	2500	1200	290
Nuage A	18 16 22	-16 12	340	210	120	25
Nuage B	18 16 16	-16 20	280	210	130	36
Nuage C	18 16 29	-16 28	260	160	98	31
Nuage D	18 15 34	-16 11	240	210	140	44

bruit dans les cartes se situe comme pour Orion à environ 1 MJy/sr. Les incertitudes d'étalonnage font que la précision sur les intensités est de 5 % en relatif entre les bandes SPM (intercalibration), et de 8 % en absolu (voir section 3.2.2 de ce mémoire et Pajot *et al.*, en préparation).

Les cartes en figures 3.15 et 3.16 mettent en évidence les très importants contrastes d'intensité existant dans ces complexes actifs. Les zones de M17 Sud-Ouest (SW) et Nord (N) apparaissent sur nos cartes comme les régions d'émission la plus intense. La zone M17 SW atteint une intensité maximale de 46000 MJy/sr dans la voie 1 (200 μm), au niveau de la source M17a (voir Lada 1976, Wilson *et al.* 1979 et Gatley *et al.* 1979). Une petite condensation intense est visible au nord-est de la zone la plus intense. Elle apparaît clairement sur la figure 3.15 avec le deuxième contour le plus élevé sur l'image à 200 μm , et possède un maximum d'intensité à 200 μm de 9600 MJy/sr. Cette condensation correspond à la source M17b. Quant à la région M17 N, aussi appelée M17c, elle atteint un pic d'intensité de 7800 MJy/sr à 200 μm . La source M17d (Wilson *et al.* 1979) est elle bien visible à l'est de M17b, et son intensité maximale à 200 μm est 2000 MJy/sr environ.

Nous avons également cartographié la région à l'ouest du complexe M17, dans laquelle nous mettons en évidence quatre condensations avec de faibles intensités. Le nuage A (voir figure 3.15 pour les noms) est situé à l'ouest de M17 SW et apparaît comme une condensation étendue atteignant une intensité maximale de 630 MJy/sr à 200 μm . Le nuage B se trouve au sud du nuage A et lui est relié par un pont moléculaire bien visible sur les cartes. Le nuage B atteint une intensité maximale à 200 μm de 440 MJy/sr. Une autre condensation étendue est visible au sud du nuage B, que nous appelons Nuage C. Il a une intensité maximale de 470 MJy/sr, et les cartes à grande longueur d'onde montrent qu'il s'étend plus au sud, au-delà de la zone cartographiée. Le nuage D est une condensation située au nord-ouest des cartes, reliée au nuage B par un filament à l'intérieur duquel on peut observer une petite condensation (2'). Le nuage D possède un pic d'intensité à 200 μm de 470 MJy/sr.

Il faut mentionner que ces nuages de faible intensité sont difficilement perceptibles sur les cartes IRAS. Comme nous le voyons en figures 3.15 et 3.16, la carte à 580 μm apparaît plus lisse que celle à 200 μm , faisant moins ressortir les contrastes d'intensité entre régions de la carte. Comme nous le discuterons plus tard, ceci est dû à une tendance des zones intenses à avoir des températures plus chaudes que les zones de faible intensité. Ceci induit une intensité relative plus forte des zones peu intenses dans les cartes à grandes longueurs d'onde, réduisant de ce fait les contrastes entre régions dans les cartes à grandes longueurs d'onde.

3.5.2 Données IRAS

Nous utilisons les données IRAS à 100 μm (voir figure 3.17) dans la plus grande partie de la carte pour mieux contraindre la température des poussières. Cependant, les données IRAS apparaissent saturées dans la zone de M17 SW, et ne sont donc qu'une limite inférieure sans intérêt particulier. Nous n'utilisons pas non plus ces données dans la zone à l'ouest de M17 (nuages A à D) car l'information donnée par la carte IRAS à 100 μm (voir figure 3.17) nous semble trop bruitée. En revanche, dans la quasi-totalité de M17 (sauf la zone centrale de M17 SW), nous utilisons les données IRAS à 100 μm ,

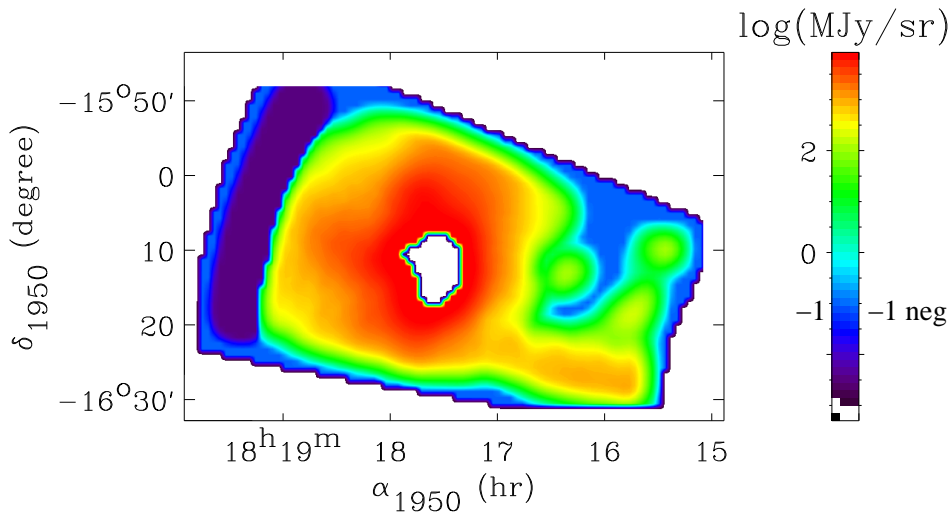


FIG. 3.17 – Carte IRAS à $100 \mu\text{m}$ de M17 sur le champ d’observation de PRONAOS. L’échelle de couleur est logarithmique, et montre l’intensité reconstruite positive jusqu’à -1 en log, puis le bruit négatif. La zone blanche centrale correspond approximativement à la région dans laquelle les données IRAS sont saturées.

en considérant pour cela que l’erreur d’intercalibration entre IRAS et PRONAOS est de 25 %. Dans les quelques zones où l’ajustement est difficile même avec les données $100 \mu\text{m}$ du fait des hautes températures estimées ($> 70 \text{ K}$), nous incluons également les données à $60 \mu\text{m}$ d’IRAS. Ceci est justifié par le fait que, pour des températures élevées, les gros grains dominent encore le continuum d’émission à cette longueur d’onde, ce qui n’est plus le cas pour des températures froides, pour lesquelles l’émission à $60 \mu\text{m}$ est dominée par les très petits grains.

3.5.3 Dérivation de la température et de l’indice spectral

L’ajustement des données pour dériver la température et l’indice spectral est exposé en section 3.4.3. Nous prenons en compte itérativement les corrections fines de couleur dues aux grandes largeurs de bande de SPM. Nous présentons en figure 3.18 les spectres obtenus pour certaines sources principales (pics d’intensité). Les paramètres température et indice spectral dérivés par l’ajustement et leurs barres d’erreur sont présentés en table 3.8, ainsi que la profondeur optique dans les bandes extrêmes de PRONAOS-SPM. La profondeur optique est donnée par l’équation 3.3, et l’erreur sur la profondeur optique est alors:

$$\frac{\Delta\tau_\nu}{\tau_\nu} = \frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} + \frac{h\nu}{kT^2} \Delta T \quad (3.12)$$

La table 3.8 présente les résultats pour les pics d’intensité des sources présentées, mais nous présentons aussi en figure 3.19 les cartes complètes de température et d’indice spectral. Nous avons utilisé les données IRAS tel qu’exposé en section 3.5.2. Avec ce processus, l’ajustement est réalisé pour les pixels dans lesquels la carte fait apparaître du signal reconstruit. Cependant, il existe bien évidemment quelques zones trop bruitées pour

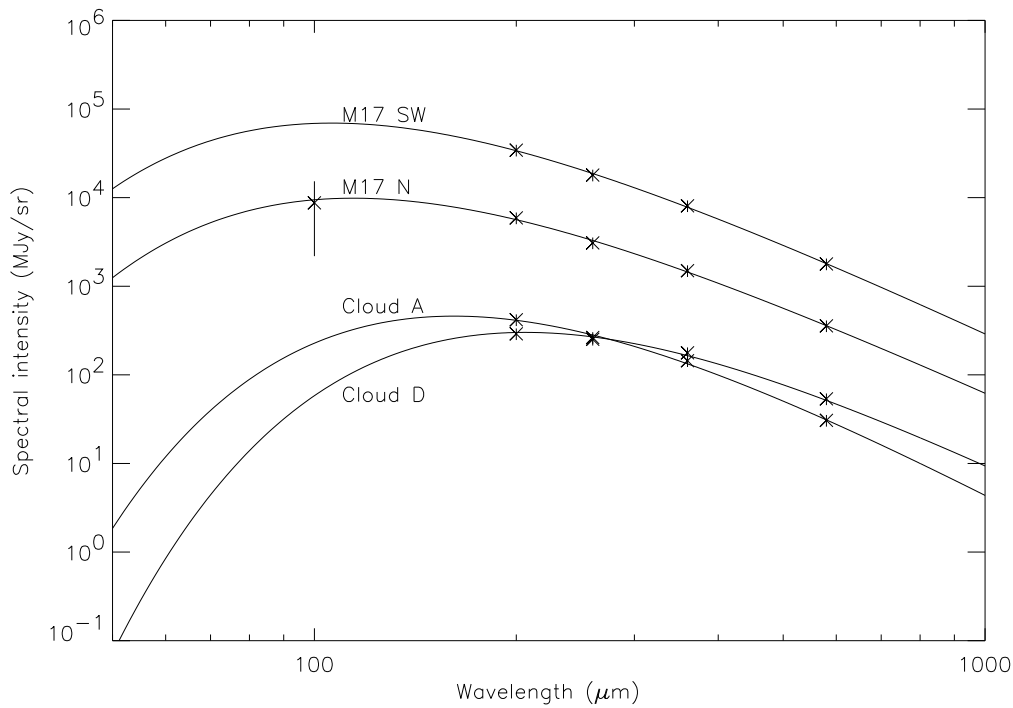


FIG. 3.18 – Spectres en intensité du complexe M17. Les erreurs tracées sont à 3σ . Les barres d'erreur des données PRONAOS correspondent à l'incertitude relative d'étalonnage entre les bandes. Les lignes pleines sont le résultat des ajustements par le corps noir modifié.

obtenir une estimation de la température et de l'indice spectral. Ces zones apparaissent en blanc sur les cartes en figure 3.19.

3.5.4 Variations de la température et de l'indice spectral

Les cartes en figure 3.19 montrent tout d'abord une anticorrélation entre la température et l'indice spectral. Nous décrivons cet effet en section 3.6. Dans la plus grande partie des cartes, nous observons que la température varie entre 10 K et 80 K, et que l'indice spectral varie aussi significativement entre 1 et plus de 2.5. Des températures supérieures à 80 K sont également observées, autour de 100 K ou au-dessus, dans quelques pixels situés près du front d'ionisation. Des variations à grande échelle de la température et de l'indice spectral sont largement visibles sur ces cartes, ce qui montre, soit dit en passant, leur intérêt scientifique. En effet, même si la résolution angulaire de l'instrument est relativement modeste comparée aux instruments au sol, les variations de température et d'indice mises en évidence ici sont significatives. La température augmente globalement d'ouest (nuages froids) en est (près du front d'ionisation). Les zones de faible intensité à l'ouest des cartes sont nettement plus froides que la zone intense de M17.

La table 3.8 montre la température, l'indice spectral et la profondeur optique dérivés, ainsi que leurs barres d'erreur à 1σ . La région de M17 SW (sud-ouest) fait apparaître une température de 29 K (± 8) au pic d'intensité de M17a. Pour cette région, nous dérivons un

TAB. 3.8 – *Température, indice spectral et profondeur optique des pics d'intensité observés dans M17. Les barres d'erreur sont données pour l'intervalle de confiance de 68 % (1σ).*

	T (K)	β	$\tau_\nu \cdot 10^3$ 200 μm	$\tau_\nu \cdot 10^3$ 580 μm
M17 SW	29 ± 8	1.7 ± 0.3	80 ± 60	12 ± 3
M17 N	28 ± 3	1.6 ± 0.2	15 ± 6	2.6 ± 0.4
Nuage A	17 ± 3	2.3 ± 0.3	6 ± 4	0.5 ± 0.1
Nuage B	17 ± 3	1.7 ± 0.3	5 ± 3	0.7 ± 0.2
Nuage C	26 ± 4	1.2 ± 0.2	1 ± 0.5	0.3 ± 0.07
Nuage D	14 ± 2	1.9 ± 0.3	9 ± 6	1.3 ± 0.3

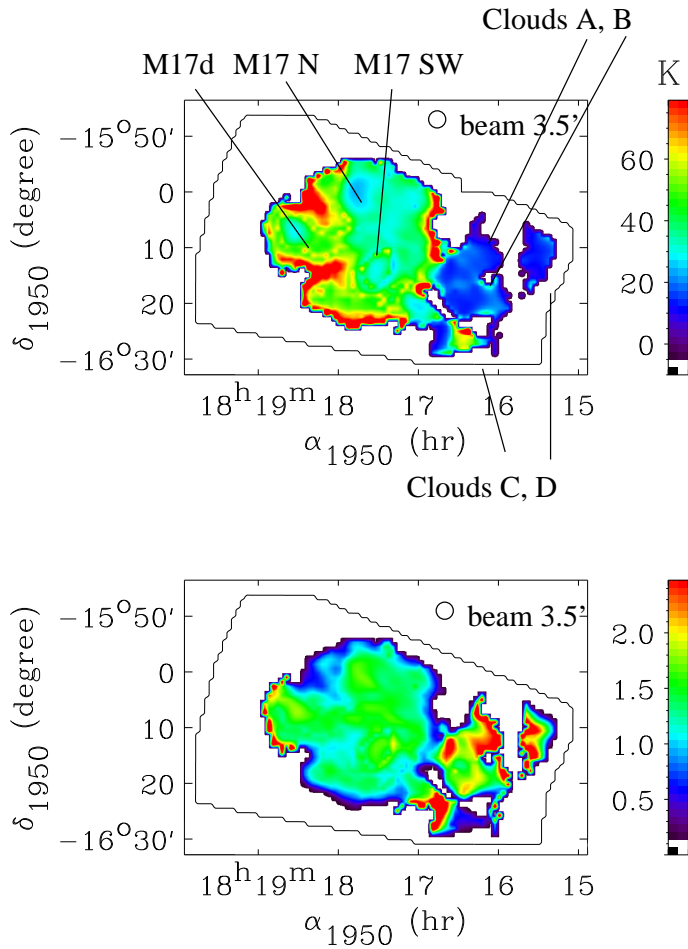


FIG. 3.19 – *Cartes de température en Kelvin (haut) et d'indice spectral (bas) du complexe M17. La résolution angulaire est de 3.5' pour chaque carte. Le contour extérieur marque la limite de la région observée. Les régions en blanc à l'intérieur de ce contour n'ont pas un rapport signal sur bruit suffisant pour pouvoir dériver la température et l'indice spectral.*

TAB. 3.9 – Densités de colonne estimées d’après les données PRONAOS + opacité de Désert et al. (1990), et d’après les données ^{13}CO de Wilson et al. (1999). Masses PRONAOS + Désert et al., masses PRONAOS + Ossenkopf & Henning, masses de Jeans. Les barres d’erreur sur les densités de colonne estimées d’après PRONAOS sont données pour l’intervalle de confiance à 68 %.

	N_H PRON.+Dés. 10^{20}Hcm^{-2}	N_H ^{13}CO 10^{20}Hcm^{-2}	Masse PRON.+Dés. M_\odot	Masse PRON.+Oss. M_\odot	M Jeans M_\odot
M17 SW	4100 \pm 3600	1200	16000	—	—
M17 N	730 \pm 340	460	4600	—	—
Nuage A	450 \pm 380	—	2000	730	70
Nuage B	250 \pm 210	—	2400	870	100
Nuage C	38 \pm 25	—	350	—	150
Nuage D	630 \pm 530	—	2100	760	100

indice spectral de 1.7 (\pm 0.3). Cependant, les données IRAS sont saturées dans cette zone, et de ce fait, inutilisables. L’ajustement est donc assez incertain, et la température pourrait être plus élevée. De plus, dans une région aussi active que M17 SW, d’importants mélanges de composantes de poussières de températures différentes pourraient avoir lieu sur la ligne de visée et dans le faisceau. Nous en reparlerons en détails en section 3.6. La condensation M17 N (nord) possède une température au pic d’intensité de 28 K, et un indice spectral de 1.6. Les barres d’erreur sont faibles grâce aux données IRAS à 100 μm qui permettent de contraindre efficacement la température. Des barres d’erreur comparables sont dérivées pour la majorité des pixels de M17, sauf en ce qui concerne les nuages de faible intensité à l’ouest. La température du complexe M17 est d’environ 30 à 50 K à l’extérieur des condensations M17 SW et M17 N, et l’indice spectral varie entre 1 et 1.5. Sur les bords du complexe, on peut observer des zones plus chaudes près des régions ionisées à l’est et au nord-ouest. La température atteint 80 K ou plus dans ces régions, et l’indice spectral observé varie entre 0.7 et 1.1. Notons que pour ces hautes températures, la température est efficacement contrainte par les données IRAS à 60 μm , et l’indice spectral par les données PRONAOS.

Les nuages A, B et D, dans la partie ouest des cartes, montrent des températures basses (14-17 K) et des indices spectraux élevés, entre 1.7 et 2.3. Certaines zones de ces condensations atteignent des températures très basses, jusqu’à 10 K.

3.5.5 Densités de colonne et masses

La méthode d’estimation des densités de colonne à partir des données continuum est similaire à celle utilisée pour l’analyse des données d’Orion (section 3.4.5). Nous présentons les résultats sur les densités de colonne et les masses en table 3.9. L’erreur relative sur N_H est, au premier ordre:

$$\frac{\Delta N_H}{N_H} = \frac{\Delta \tau}{\tau} + \ln\left(\frac{\lambda}{100\mu\text{m}}\right) \Delta \beta \quad (3.13)$$

Afin de dériver une estimation indépendante des densités de colonne, nous utilisons les

observations réalisées par Wilson *et al.* (1999) dans la raie de rotation $J = 1-0$ du ^{13}CO . Nous remercions chaleureusement les auteurs de nous avoir transmis leurs données sous forme numérique. Leur carte couvre le complexe M17 dans sa totalité, mais pas les zones de faible intensité à l'ouest (nuages A à D). Nous estimons les densités de colonne d'après les données CO de la même façon que pour Orion.

Il n'y a pas un très bon accord dans M17 SW entre l'estimation PRONAOS + modèle de Désert *et al.* (1990) et le CO, bien que ce désaccord soit cohérent avec notre barre d'erreur. Il est possible que cela soit dû à une éventuelle émission optiquement épaisse du ^{13}CO dans la transition 1-0. La région M17 N fait apparaître un bien meilleur accord. Si l'on fait confiance à notre mesure PRONAOS + Désert, ce qui semble d'ailleurs assez spéculatif au vu des barres d'erreur, il est possible de contraindre le rapport densité de colonne sur intensité intégrée ^{13}CO . Ce rapport varie entre environ $15 \cdot 10^{20}$ et $100 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K.km/s})^{-1}$ en fonction des régions de M17. Puisque le rapport correspondant à l'émission CO optiquement mince est de $17 \cdot 10^{20}$, et que les zones les plus intenses font apparaître les valeurs les plus élevées de ce coefficient, il est possible de conclure que le désaccord entre les estimations continuum et CO est dû (au moins en partie) à une émission ^{13}CO 1-0 optiquement épaisse. On peut aussi invoquer des incertitudes dans le rapport $\frac{H_2}{^{13}\text{CO}}$ quand les densités de colonne sont grandes. De plus, la température d'excitation peut être supérieure à 30 K dans M17 SW, bien que nous la mesurions autour de 30 K. Si nous supposons une température d'excitation de 60 K, la densité de colonne estimée est alors $2300 \cdot 10^{20} \text{ H cm}^{-2}$ pour M17 SW, au pic d'intensité. Si maintenant nous nous intéressons aux sources d'incertitudes dans l'estimation continuum, mis à part que les barres d'erreur sont larges, nous pouvons mettre l'accent sur le fait que l'opacité à $100 \mu\text{m}$ que nous avons adoptée pourrait sur-estimer la densité de colonne, particulièrement au sein des nuages froids, qui pourraient être le siège d'effets spéciaux tels que la formation de manteaux de glace sur les grains et la coagulation des grains. Par exemple, ces processus sont pris en compte par le modèle de cœurs protostellaires d'Ossenkopf & Henning (1994). Avec l'opacité à $100 \mu\text{m}$ de ce modèle, nous dérivons des densités de colonne 2.8 fois plus faibles qu'en utilisant l'opacité du modèle de Désert *et al.* (1990). Cette correction pourrait s'appliquer aux nuages A, B et D.

Nous avons finalement calculé les masses des régions observées dans ce complexe moléculaire géant. Pour cela, nous avons intégré la densité de colonne dérivée de nos mesures continuum, sur la surface des nuages que nous observons, en supposant une distance de 2200 pc (Chini *et al.* 1980). Nous dérivons ainsi une masse de milieu interstellaire total de M17 (sans les nuages à l'ouest) de $31000 M_\odot$, dans laquelle M17 SW pèse environ $16000 M_\odot$ et M17 N $4600 M_\odot$. Nous dérivons également des estimations des masses des nuages A, B, C et D, que nous présentons en table 3.9. Pour les nuages froids A, B et D, il est vraisemblable que les masses puissent être plus faibles que cela: en utilisant l'opacité à $100 \mu\text{m}$ d'Ossenkopf & Henning (1994), nous obtenons des masses d'environ $800 M_\odot$ pour chacune de ces condensations. Nous présentons également en table 3.9 les masses de Jeans calculées pour les nuages séparés de la région active M17. Cette estimation est une indication de la stabilité ou de l'instabilité gravitationnelle de ces objets. Nous utilisons pour cela l'expression dérivée de l'égalité des énergies gravitationnelle et thermique (équation 3.11).

Il y a bien sûr de larges incertitudes à la fois sur la masse du nuage mesurée et sur les

sources non thermiques d'énergie interne qui peuvent contre-balancer l'effondrement gravitationnel, telles que le champ magnétique et la turbulence du gaz. Malgré ces restrictions, on voit en table 3.9 que les nuages A, B et D pourraient être instables gravitationnellement, particulièrement le nuage A qui pourrait être comprimé par la pression extérieure due à la région ionisée au nord.

3.5.6 Conclusion sur M17

Nous avons observé le complexe moléculaire Messier 17 dans le domaine submillimétrique. La large région observée ($50' \times 30'$, ≈ 30 pc \times 20 pc) a permis de mettre en évidence des condensations de faible intensité, situées dans les environs immédiats de la région active, mais qui font apparaître des températures basses et qui pourraient être le siège futur de formation stellaire. Notre étude a montré une variation importante des températures et des indices spectraux. La température varie d'environ 10 K à 100 K, et l'indice spectral de 1 à 2.5.

Nous avons estimé les densités de colonne et les masses des régions observées dans et aux environs de M17, et nous dérivons notamment une masse totale du complexe M17 de $31000 M_{\odot}$. Bien sûr, les barres d'erreur sont larges et difficiles à estimer de manière réaliste, mais il existe néanmoins une tendance claire à ce que les nuages froids observés (A, B et D) soient gravitationnellement instables, et donc puissent produire une prochaine génération d'étoiles. Ces résultats pourraient être soutenus par des observations continuum à haute sensibilité dans le domaine millimétrique, particulièrement pour les nuages de faible intensité étudiés à l'ouest de M17, afin de mieux contraindre l'indice spectral de la poussière froide. Des observations en infrarouge à plus haute résolution angulaire pourraient également être utiles pour étudier la structure interne (éventuellement fractionnée, voire fractale) de ces nuages froids.

L'ensemble de cette analyse sur M17 a été publiée dans Dupac *et al.* (2002) et a fait l'objet d'un article d'actes de conférence (Dupac *et al.* 2001 *coll. c*).

3.6 Anticorrélation entre la température et l'indice spectral des poussières

3.6.1 Résultats sur les pics d'intensité

En plus des variations importantes de température et d'indice spectral mises en évidence dans ce travail concernant Orion et Messier 17, il apparaît une anticorrélation entre les deux paramètres, ne serait-ce qu'en observant les valeurs dans les tables 3.5 et 3.8. Les régions froides (< 20 K environ) ont en effet des indices proches de 2 tandis que les régions plus chaudes ont des indices plus faibles.

Nous avons calculé les contours de vraisemblance à 68 % de confiance (1σ) des couples (T, β) dérivés par l'ajustement pour chaque région dans Orion. Notons que la vraisemblance est proportionnelle à $e^{-\frac{\chi^2}{2}}$. Nous présentons ces contours de vraisemblance en figure 3.20.

Nous avons également calculé le coefficient de corrélation entre température et indice spectral, pour l'ensemble des pics d'intensité des régions identifiées. Nous avons plusieurs

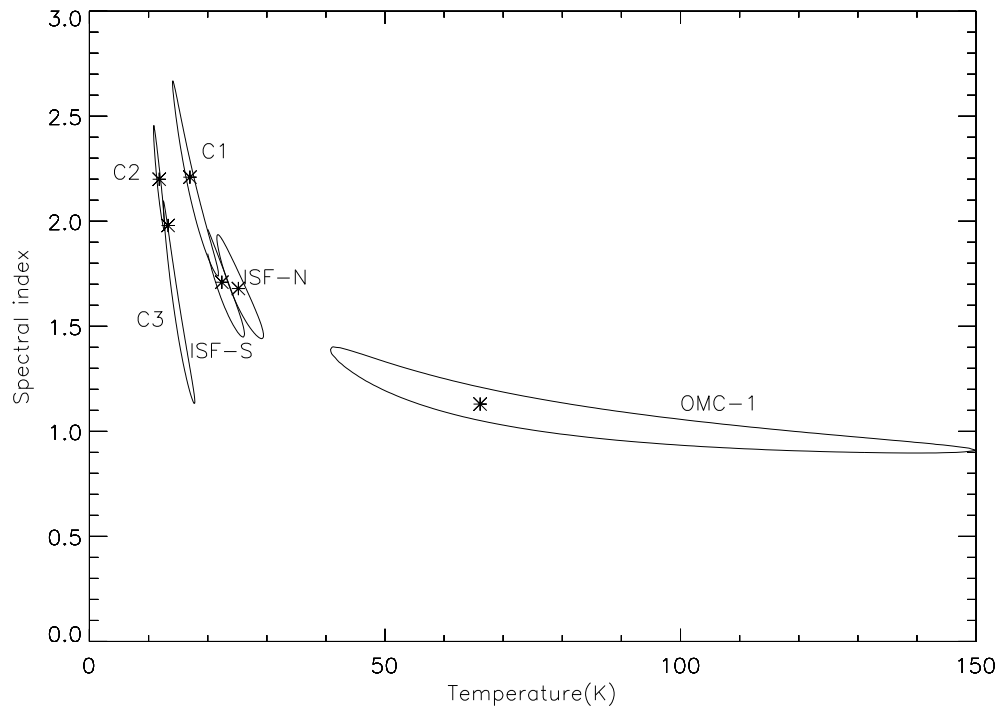


FIG. 3.20 – Contours de vraisemblance de six régions dans Orion M₄₂. Les croix marquent les positions des maxima de vraisemblance.

couples (T, β) dont nous analysons la corrélation par le coefficient:

$$C = \frac{\sum (T_i - \bar{T}) (\beta_i - \bar{\beta})}{\sqrt{\sum (T_i - \bar{T})^2 \sum (\beta_i - \bar{\beta})^2}} \quad (3.14)$$

Il s'agit de la définition standard du coefficient de corrélation. Une corrélation positive (une grandeur augmente quand l'autre augmente aussi) est marquée par une valeur positive entre 0 et 1 de ce coefficient. Une corrélation négative (anticorrélation) est marquée par une valeur négative entre 0 et -1. Une valeur de ce coefficient proche de -1 marque une très forte anticorrélation entre les deux paramètres.

Une première analyse de la figure 3.20 montre bien l'anticorrélation entre température et indice spectral. Le coefficient de corrélation des sept couples (T, β) dans Orion est de -0.92. Cette corrélation est pour partie dominée par la région chaude d'OMC-1, mais la corrélation est toujours forte (-0.83) quand OMC-1 n'est pas inclus dans le calcul. Pour les six sources de M17 dans la table 3.8, le coefficient de corrélation vaut -0.60, ce qui est une corrélation significative. Cependant, ces résultats ne sont pas très significatifs statistiquement (seulement quelques points de données). C'est pourquoi nous avons également analysé la corrélation entre température et indice spectral sur l'ensemble des pixels des cartes 3.14 et 3.19.

3.6.2 Résultats sur les cartes de température et d'indice spectral

Cette analyse nous permet de dériver un coefficient d'anticorrélation pour l'ensemble des pixels de chaque carte ayant leur température comprise entre 10 K et 80 K, et leur indice spectral compris entre 1 et 2.5.

Pour les cartes d'Orion, ce coefficient vaut -0.56. 69 % de ces pixels ont des erreurs relatives sur à la fois la température et l'indice spectral de moins de 20 %. Si l'on restreint l'analyse de corrélation à ces pixels, on trouve un coefficient de -0.68. Cette augmentation de l'anticorrélation avec la restriction sur les erreurs montre la réalité de cet effet. Nous présentons en figure 3.21 une carte de la répartition des pixels dans les cartes en figure 3.14 pour lesquels la température est entre 10 et 80 K et l'indice entre 1 et 2.5. Ceci a été réalisé en comptant les couples (T, β) dans des rectangles de taille $(\Delta T = 3 \text{ K}, \Delta \beta = 0.1)$, et en lissant le résultat obtenu. L'allongement en forme de banane, en figure 3.21, de la répartition des températures et indices spectraux, montre clairement l'anticorrélation entre les deux paramètres. La quasi-totale absence de pixels ayant $T > 40 \text{ K}$ et $\beta > 1.5$ est particulièrement visible.

Nous présentons en figure 3.22 une carte dans l'espace (T, β) montrant la répartition des pixels des cartes de M17 (figure 3.19). Cette carte a été réalisée de la même façon que pour Orion. L'allongement en forme de banane est également bien visible. Si l'on considère tous les pixels des cartes de M17 dont la température est comprise entre 10 K et 80 K, et dont l'indice est compris entre 1 et 2.5, le coefficient de corrélation déduit vaut -0.56. Parmi ces 1079 points, 1071 ont des barres d'erreur relatives inférieures à 50 % à la fois sur la température et sur l'indice spectral, et 801 ont leurs deux barres d'erreur inférieures à 20 % (1σ). Le coefficient de corrélation déduit de ces 801 pixels bien ajustés est -0.64. Si l'on considère uniquement les points de la carte pour lesquels la température et l'indice sont dérivés avec une précision meilleure que 10 %, nous n'avons plus que 87 points et

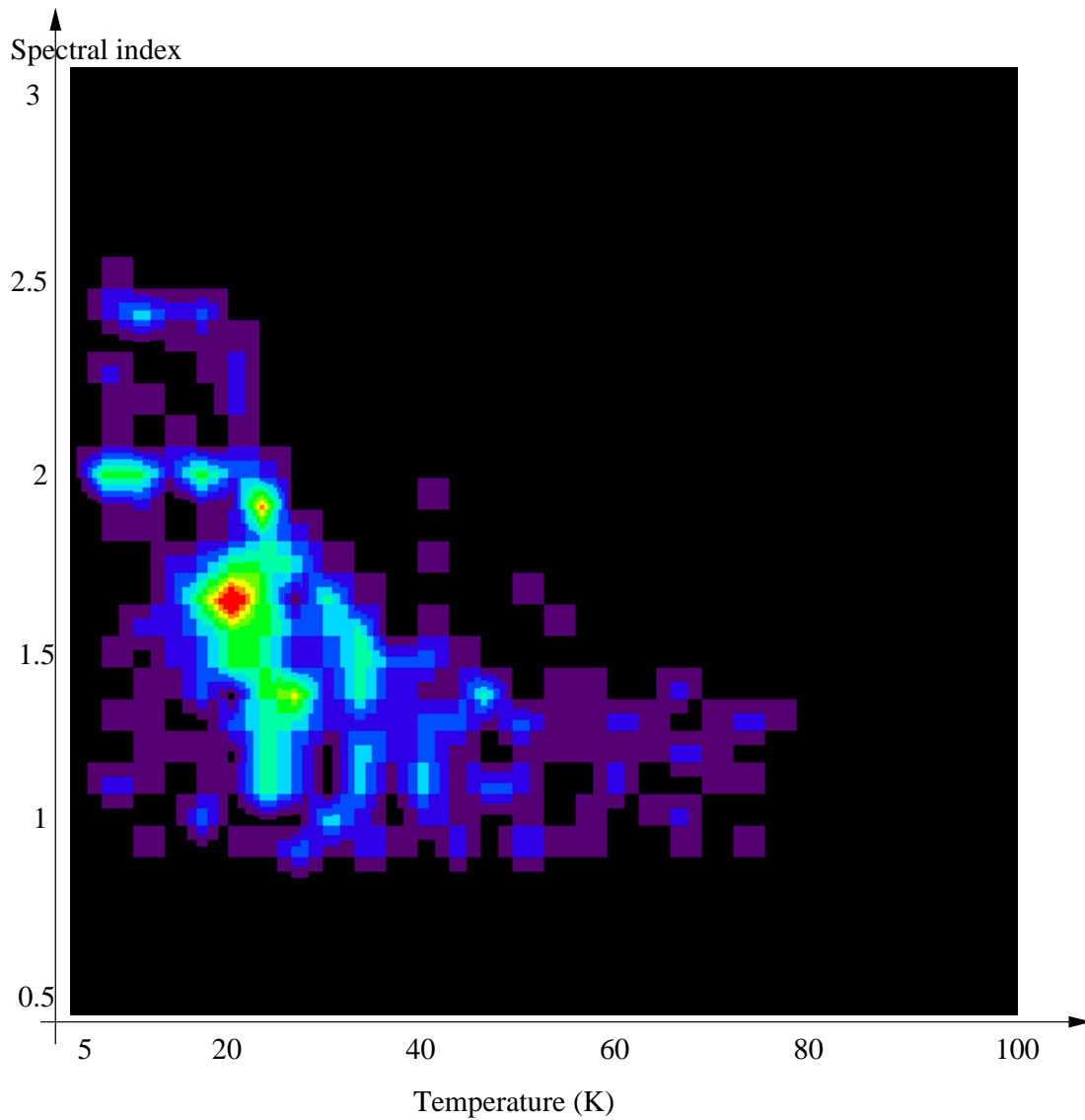


FIG. 3.21 – Répartition dans l'espace (T, β) des couples température - indice dérivés dans Orion, pour T entre 10 et 80 K et β entre 1 et 2.5. Ceci a été fait en comptant les couples (T, β) dans des rectangles de taille $(3 \text{ K}, 0.1)$, et en lissant le résultat obtenu. La couleur rouge correspond à 10-12 points par rectangle, le jaune à 8-9, le vert à 5-7, le bleu clair à 4, le bleu foncé à 2-3, le violet à 1 et le noir à 0.

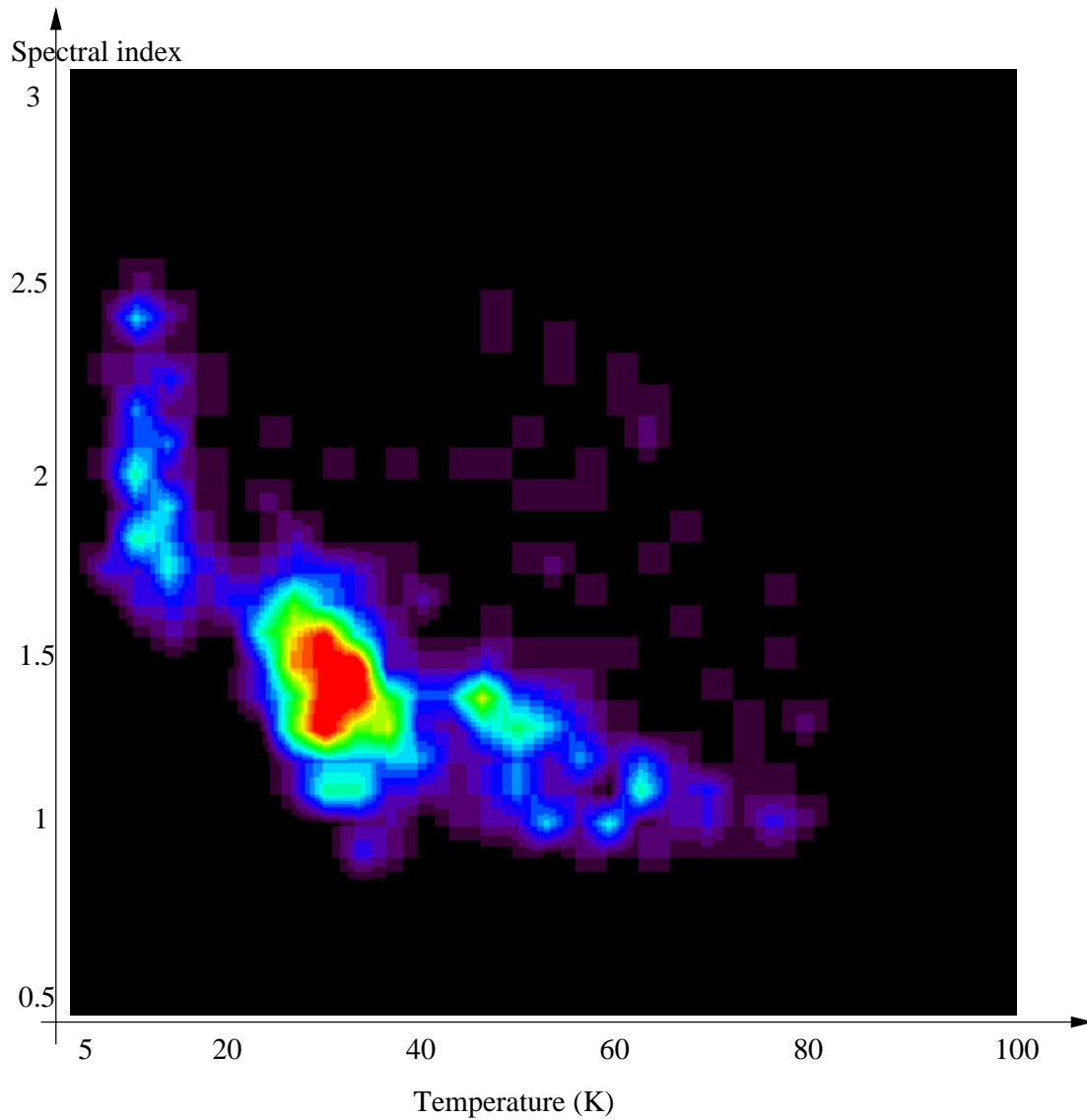


FIG. 3.22 – Répartition dans l'espace (T, β) des couples température - indice dérivés dans M17, pour T entre 10 et 80 K et β entre 1 et 2.5. Ceci a été fait en comptant les couples (T, β) dans des rectangles de taille $(3 \text{ K}, 0.1)$, et en lissant le résultat obtenu. La couleur rouge correspond à 20-23 points par rectangle, le jaune à 16-19, le vert à 11-15, le bleu clair à 7-10, le bleu foncé à 3-6, le violet à 1-2 et le noir à 0.

le coefficient de corrélation est fort: -0.74. Cette augmentation de la corrélation avec la restriction sur les erreurs est une preuve de la réalité de cet effet d'anticorrélation.

3.6.3 Effet des erreurs sur les paramètres de l'ajustement

On peut voir en figure 3.20 que les contours de vraisemblance sont allongés, ce qui est principalement dû, pour OMC-1, à la relative insensibilité aux variations de température élevée des mesures submillimétriques (i.e. dans la queue Rayleigh-Jeans). Pour les nuages 1, 2, et 3 dans Orion, cet effet est dû à la relative insensibilité aux variations d'indice des mesures submillimétriques de la poussière froide. On remarque d'ailleurs que grâce aux données millimétriques de DIABOLO, le nuage 2 a un indice spectral très nettement mieux défini que les nuages 1 et 3. Nous voyons donc qu'à cause des incertitudes sus-dites sur les ajustements, une certaine quantité d'anticorrélation artificielle peut apparaître. Afin de quantifier cet effet, nous avons réalisé des simulations en faisant des ajustements répétés sur des données simulées à partir de couples (T, β) sans corrélation intrinsèque. Nous simulons des données PRONAOS avec des barres d'erreur réalistes, et nous les ajustons de la même façon que les vraies données. Nous calculons ensuite le coefficient de corrélation sur une distribution de points comparable à ce que nous observons dans les données dans le domaine T - β (et sur le même nombre de points). En effet, nous observons une anticorrélation induite par les erreurs sur l'ajustement, qui se traduit par un coefficient toujours inférieur en valeur absolue à -0.4 pour six points de données. Cet effet est donc clairement insuffisant pour expliquer la corrélation découverte dans les données sur les pics d'intensité (-0.92 dans Orion et -0.60 dans M17).

Nous avons également réalisé des ajustements de données PRONAOS simulées à partir de 801 couples (T, β) aléatoires sans corrélation intrinsèque, dans les mêmes domaines de température et d'indice que ceux dérivés des données. Nous avons ajusté ces spectres simulés de la même façon que les vraies données, et répété ce processus de simulations avec plusieurs distributions T - β , avec et sans les points à $100 \mu m$. Nous avons obtenu des coefficients de corrélation sur les paramètres ajustés, la plupart du temps compris entre 0.0 et -0.2, et jamais au-dessus (en valeur absolue) de -0.3. C'est pourquoi nous pouvons affirmer que la procédure d'ajustement elle-même induit un peu d'anticorrélation entre la température et l'indice spectral déduits. Il y a un effet de dégénérescence entre les deux paramètres, mais cette corrélation artificielle est clairement insuffisante pour expliquer le degré d'anticorrélation découvert sur les vraies données (-0.68 dans Orion et -0.64 dans M17). Nous devons donc conclure à une propriété physique intrinsèque des grains observés, où au moins à une propriété de la poussière observée en intégrant sur la taille de faisceau et sur la ligne de visée (colonne densité de milieu interstellaire).

3.6.4 Effet de mélange de températures

Introduction

En effet, la principale raison d'être sceptique vis-à-vis de cet effet d'anticorrélation est que nous avons réalisé les ajustements en supposant pouvoir réduire l'émission de la poussière observée à une composante dominante ayant une seule température (et également un seul indice spectral). Or, il n'est pas évident *a priori* que les spectres observés ne puissent

pas être décrits par deux ou plusieurs composantes de poussières ayant des températures différentes, le long de la ligne de visée ou l'une à côté de l'autre dans le faisceau. En effet, il est possible que des composantes de poussières froides augmentent l'émission à grande longueur d'onde d'une composante chaude ayant un indice réel de 2. De ce fait, l'indice apparent de la poussière, si l'on ne considère qu'une composante, est réduit. Cet effet pourrait apparemment expliquer l'anticorrélation mesurée, puisque si en réalité toutes les poussières ont un indice de 2, on peut supposer que dans les zones où l'on observe de la poussière chaude, il se trouve aussi de la poussière plus froide qui fait que l'indice mesuré diminue.

D'après les considérations sur OMC-1 et l'ISF en section 3.4.4, il est assez bien exclu qu'un tel effet d'anticorrélation soit uniquement dû dans ces régions à des effets de mélange de poussières à différentes températures. Nous avons réalisé des investigations plus générales, en simulant des spectres à une composante de poussières de diverses températures assez chaudes et d'indices spectraux entre 1 et 2. Nous essayons ensuite d'ajuster ces spectres simulés avec deux composantes de poussières, ayant toutes les deux un indice spectral "standard" de 2, la composante chaude ayant la même émission à $100 \mu m$ et la même température que le spectre à une seule composante. De ce fait, il y a égalité entre les deux profondeurs optiques ($C \lambda^{-\beta}$) à $100 \mu m$, et donc la composante chaude a la même densité de colonne que celle du spectre à une composante (voir le modèle simple de densité de colonne en section 3.4.5). Nous ajustons ainsi les longueurs d'onde courtes du domaine PRONAOS et celles d'IRAS, dans le spectre originel, par la composante chaude de poussières. La partie du spectre correspondant aux grandes longueurs d'onde, en revanche, fait apparaître un manque d'émissivité de la composante chaude par rapport à ce qui est simulé originellement. Ceci est bien sûr dû au fait que l'indice spectral standard (égal à 2) sous-estime l'émission à grande longueur d'onde. Nous introduisons donc une composante de poussières plus froide, avec le même indice spectral standard, que nous ajoutons à la composante chaude pour ajuster le spectre originel. Nous pouvons alors calculer quelle quantité de matière froide est nécessaire pour expliquer de cette manière les indices spectraux faibles que nous observons, en calculant les densités de colonne de gaz d'après notre modèle. En effet, avec deux composantes de poussières ayant le même indice spectral ($\beta=2$), le rapport des densités de colonne entre les deux composantes est simplement le rapport des paramètres C (voir équation 3.1).

L'effet de mélange de températures explique-t-il les indices faibles?

Il apparaît que les indices faibles (autour de 1) impliqueraient de très grandes quantités de poussières froides sur la ligne de visée (voir table 3.10). Par exemple, afin d'ajuster par cette méthode un spectre ayant $T = 50$ K, $\beta = 1$, avec une composante froide de 10 K, il est nécessaire d'invoquer une densité de colonne de gaz froid 100 fois supérieur à la densité de colonne de gaz chaud (50 K). Pour ajuster $T = 70$ K, $\beta = 1$, on a besoin de 200 fois plus de gaz froid (10 K) que de gaz chaud. Nous avons dit que la densité de colonne de gaz chaud dans l'ajustement à deux composantes était la même que celle de l'ajustement à une seule composante (chaude). Comme on peut l'observer en table 3.9, les densités de colonne estimées semblent avoir le bon ordre de grandeur, comparé par exemple aux estimations d'après le CO. Il est extrêmement improbable qu'il y ait de telles

TAB. 3.10 – *Résumé des investigations effectuées concernant l’ajustement des spectres par deux composantes de poussières. De gauche à droite: la température du spectre d’origine, l’indice spectral du spectre d’origine, la température de la composante froide, qui a un indice spectral $\beta=2$, et le rapport en masse dérivé entre les composantes froide et chaude.*

T (K)	β	T _{froid} (K)	Rapport en masse
50	1	10	100
70	1	10	200
60	1	20	20
60	1	40	pas d’ajustement
50	1.5	10	50
50	1.5	20	5
50	1.5	30	3, mauvais ajust.
40	1.7	10	20

quantités de gaz froid (plus de 2 décades plus massives que le gaz chaud et les estimations d’après le CO) dans chaque ligne de visée où nous observons des indices spectraux faibles. Cependant, en invoquant de la poussière moins froide (20 K au lieu de 10 K), le résultat pourrait être différent. Par exemple, pour ajuster le spectre T = 60 K, $\beta = 1$, on a besoin de “seulement” 20 fois plus de gaz froid que de gaz chaud, mais cette hypothèse est encore extrêmement peu probable. Si nous remplaçons la composante à 20 K par de la poussière tiède à 40 K, alors il n’est plus possible du tout d’ajuster le spectre, il faut vraiment de grandes quantités de poussière froide pour expliquer l’émission aux grandes longueurs d’onde submillimétriques. Ces investigations prouvent clairement que des indices spectraux autour de 1 ne peuvent pas s’expliquer seulement par des mélanges de températures de poussières.

L’effet de mélange de températures explique-t-il les indices intermédiaires?

Si nous essayons à présent d’ajuster un spectre ayant T = 50 K et un indice spectral intermédiaire de 1.5, nous observons que la quantité de gaz froid à 10 K nécessaire est de l’ordre de 50 fois celle de gaz chaud. Avec une composante froide à 20 K au lieu de 10 K, il faut encore une quantité de gaz froid 5 fois plus importante que celle de gaz chaud. Avec une composante à 30 K, il suffit de deux fois plus de gaz froid que de gaz chaud, mais cette distribution n’ajuste pas bien les grandes longueurs d’onde, et même une densité de colonne trois fois plus importante que l’estimation à une composante reste improbable, au vu surtout des estimations CO. Nous voyons donc qu’y compris pour les indices intermédiaires, il est très difficile d’ajuster le spectre avec seulement des composantes ayant $\beta = 2$. Si l’on prend un spectre créé avec un indice encore plus proche de 2, égal à 1.7, et une température de 40 K, il faut encore 20 fois plus de gaz froid à 10 K que de gaz chaud pour ajuster le spectre. Dans cette situation, si l’on invoque une composante à 30 K au lieu de 10 K, il est assez aisé d’ajuster le spectre, mais ce cas correspond de très près à l’ajustement avec une composante unique. Nous montrons donc par ces investigations que même pour des indices spectraux intermédiaires (1.5 - 1.7), il

n'est pas vraisemblable qu'ils s'expliquent seulement par des mélanges de températures avec le même indice spectral standard.

Un aspect très spectaculaire de la figure 3.22 est que très peu de pixels apparaissent dans les données avec $T > 40$ K et $\beta > 1.5$ (le même effet, encore plus net, peut être noté pour Orion en figure 3.21), et qu'aucun pixel ne peut être trouvé avec $T < 20$ K et $\beta < 1.6$. Nous avons vérifié par les simulations de couples (T, β) aléatoires que ceci n'était pas un artefact de l'ajustement. Nous avons montré auparavant que pour expliquer cet effet d'anticorrélation par un mélange de températures de poussières, il faudrait faire appel à de très grandes quantités de poussières froides. Il est très improbable que de telles quantités soient présentes dans chaque lieu de ce complexe moléculaire où nous mesurons des températures élevées ou moyennes. Puisque, de façon significative, nous n'observons pas de poussière chaude associée à des indices élevés, nous devons conclure à une explication plus fondamentale pour cet effet d'anticorrélation entre la température et l'indice spectral. De plus, la forme de la répartition des points (T, β) en figure 3.22 est très difficile à expliquer par la seule raison des mélanges de température. En effet, ceci impliquerait que plus la composante (chaude) est chaude, plus la composante froide est massive, car l'indice spectral est plus réduit (vers 1) aux hautes températures, en plus du fait que pour le même indice il faut plus de masse froide pour une température plus chaude. Il est unimaginable que ceci soit une règle générale, et cela montre très clairement que la supposition des mélanges de température est insuffisante pour justifier des variations d'indice spectral mesurées, non plus que de sa dépendance inverse avec la température.

3.6.5 Conclusion: un effet dû à la physique des grains?

Nous privilégions donc une explication provenant des propriétés physiques intrinsèques des grains pour cet effet d'anticorrélation. Des expérimentations en laboratoire (Agladze *et al.* 1996 et Mennella *et al.* 1998) ont montré cet effet pour des températures descendant jusqu'à 10 K, mais il n'avait jamais encore été mis en évidence sur des observations de milieux astrophysiques avant PRONAOS.

Agladze *et al.* (1996) ont mesuré les spectres d'absorption de grains cristallins et de grains amorphes dans le domaine de longueurs d'onde entre 0.7 et 2.9 mm. Ils ont montré une anticorrélation entre la température et l'indice spectral dans l'intervalle de température 10-25 K et l'ont attribué à des processus quantiques faisant intervenir des effets tunnel à deux niveaux. Leurs mesures ne sont pas suffisantes pour expliquer nos observations dans le domaine submillimétrique, car les caractéristiques de l'absorption (et donc de l'émission) des grains peuvent être assez différentes dans le domaine millimétrique. Mennella *et al.* (1998) ont mesuré le coefficient d'absorption d'analogues de grains de poussière cosmique, cristallins et amorphes, entre 20 μm et 2 mm de longueur d'onde. Ils ont déduit une anticorrélation entre température et indice spectral dans le domaine de température 24-295 K, et l'ont attribué à des processus quantiques de différences de deux phonons. Nous observons cet effet jusqu'à des températures plus basses (≈ 10 K), aussi des données sur l'émission submillimétrique provenant de grains de laboratoire à basse température pourraient compléter efficacement les données déjà existantes.

Ceci dit, d'autres causes peuvent faire varier l'indice spectral. Les variations d'émissivité des grains peuvent être dues à la composition et la taille des grains. Les valeurs de β in-

voquées pour les grains silicatés tournent autour de 2, tandis que les carbones amorphes auraient plutôt un indice spectral proche de 1. En revanche, les grains graphitiques auraient $\beta = 2$ (voir Mennella *et al.* 1995). Des indices spectraux très faibles (0.2 - 1.4) ont été observés autour d'étoiles jeunes ou évoluées (Weintraub *et al.* 1989, Knapp *et al.* 1993), et l'on attribue en général ceci à des grains qui grossissent beaucoup dans des enveloppes ou des disques stellaires denses. Notons aussi que les observations de galaxies proches (Dunne & Eales 2001) favorisent $\beta = 2$, mais que ceci pourrait être dû au fait que ces observations moyennent des régions où domine la poussière froide. Dunne & Eales (2001) ajustent des spectres d'émission consistant en données IRAS à 60 μm et 100 μm , et en données SCUBA à 450 μm et 850 μm , en utilisant deux composantes de poussières ayant $\beta = 2$. Ils ajustent donc quatre points avec quatre paramètres (deux températures et deux C), ce qui, assez naturellement, produit un excellent ajustement, mais qui n'est pas très significatif pour la valeur de l'indice spectral fixée. Cependant, il semble bien au vu des spectres présentés que leurs observations favorisent β proche de 2. Quoi qu'il en soit, les observations de PRONAOS des régions actives de formation d'étoiles massives telles qu'Orion et M17 montrent que des grains de faible indice spectral sont associés aux régions chaudes.

D'autres tendances sont observables en figure 3.22. Trois concentrations sont visibles: l'une se trouve autour de 25 - 40 K et $\beta = 1 - 1.7$, une autre autour de 45 - 60 K et $\beta = 1 - 1.4$. Ces deux concentrations correspondent à la zone chaude dans M17. La troisième concentration correspond à T = 10 - 18 K avec $\beta = 1.6 - 2.5$, et traduit essentiellement les nuages froids à l'ouest de M17. Il semble également que l'anticorrélation T- β se change en une ligne verticale (température constante) quand la température devient plus basse que 15 K. Cependant, cette dernière tendance pourrait être due principalement à la relative insensibilité aux variations d'indice spectral de nos mesures submillimétriques, à ces basses températures. Elle n'est d'ailleurs pas visible dans Orion (figure 3.21). Des observations millimétriques des nuages froids mis en évidence dans ce travail seraient très utiles pour contraindre efficacement l'indice spectral.

Nous pouvons conclure de cette analyse concernant les variations de température et d'indice spectral que l'anticorrélation mesurée dans Orion et M17 est très probablement due majoritairement à une propriété fondamentale des grains, qui produit une dépendance de l'émissivité en fonction de la température.

3.7 Conclusion: l'apport de PRONAOS pour la connaissance de la structure galactique et la cosmologie

Nous pouvons dégager deux apports principaux du projet PRONAOS, le premier concernant l'étude de l'effet Sunyaev-Zeldovich (voir la description de cet effet en section 4.1), le second concernant les mesures de température et d'indice spectral des poussières galactiques et leur anticorrélation. Les observations SZ (voir section 4.1) sur les amas Abell 2142, 2163 et 478 ont permis de mesurer pour la première fois l'effet Sunyaev-Zeldovich positif, c'est-à-dire l'incrément de flux du rayonnement fossile dans la direction de l'amas dans le domaine submillimétrique. Cette mesure effectuée avec différents instruments (PRONAOS, SuZIE, DIABOLO et ISO-PHOT) sur l'amas Abell 2163 (Lamarre *et*

al. 1998) a permis de décrire précisément le spectre de l'infrarouge lointain au millimétrique dans la direction d'un amas de galaxies. Elle a montré l'effet Sunyaev-Zeldovich positif et négatif, ainsi que la contribution de la poussière galactique à l'émission submillimétrique. Cette mesure de l'effet SZ positif est sans aucun doute l'un des deux résultats majeurs de l'expérience PRONAOS.

La plus grande partie de la science réalisée grâce aux observations de PRONAOS concerne la poussière, dans des régions très diverses de la Galaxie. La mesure simultanée de la température et de l'indice spectral est une originalité décisive de ce projet, puisqu'elle permet de mettre en évidence des variations de température et d'indice importantes. La découverte de l'anticorrélation qui apparaît entre ces deux paramètres est une contribution observationnelle majeure à la connaissance des grains et de leur rôle dans le milieu interstellaire, mais cet effet reste à être bien compris du point de vue des mécanismes physiques qui en sont la cause. Cette contribution sera également très utile à l'amélioration de la précision sur les densités de colonne et les masses dérivées des mesures continuum. Les premières publications de cet effet sur Orion et M17 (Dupac *et al.* 2001, Dupac *et al.* 2002) devraient être suivies par d'autres concernant des objets aussi divers que ρ Ophiuci (Ristorcelli *et al.*, *en préparation*), Cygnus B (Mény *et al.*, *en préparation*), etc.

3.8 Projets futurs

3.8.1 Introduction

La meilleure connaissance du spectre d'émission des poussières, et également de la polarisation des grains, sont des éléments qui permettraient de mieux appréhender la physico-chimie du milieu interstellaire, la structure à toutes les échelles de la Galaxie, et également la physique des autres galaxies. Aussi est-ce un domaine qui suscite de nombreux projets d'observation, notamment par de futurs instruments spatiaux (Herschel, Planck), mais également par des projets ballon tels qu'ELISA. Nous décrivons également très succinctement le projet SNOOPY, qui n'est pas (encore?) à proprement parler un projet mais plutôt un exercice d'école d'été approfondi. Bien entendu, ce qui suit ne représente pas une liste exhaustive des projets futurs dans ce domaine.

3.8.2 ELISA

ELISA (*Experiment for Large Infrared Survey Astronomy*) est un projet en cours d'évaluation par le CNES, dont le PI (*prime investigator*) est Jean-Philippe Bernard au CESR. Il s'agit d'un projet ballon de cartographie complète du plan galactique dans quatre bandes larges submillimétriques. La nacelle comporterait un miroir primaire de 1 m de diamètre, donc deux fois plus petit que PRONAOS, ce qui permet d'alléger considérablement le poids (500 kg au lieu de 3 t) et les coûts, et d'en faire un projet plus flexible que PRONAOS. Les longueurs d'onde d'observation prévues sont 170, 240, 400 et 650 μm , ce qui est très semblable mais sur un domaine un peu plus large que PRONAOS. Ces longueurs d'onde couvrent bien le domaine submillimétrique, mais elles ne permettent toujours pas d'intercalibrer avec les données IRAS. On peut aussi regretter que le nombre de mesures indépendantes dans le domaine submillimétrique ne soit pas

plus important, de sorte à mieux contraindre le spectre d'émission des poussières, en particulier vis-à-vis des problèmes de mélange de températures. Cependant, le fait de pouvoir cartographier le plan galactique en dérivant des températures et indices spectraux aussi bien que PRONAOS est extrêmement intéressant. La résolution angulaire du projet est de $3.5'$, ce qui est exactement la résolution de la bande de longueur d'onde la plus grande de PRONAOS. Grâce à l'utilisation de matrices de bolomètres réalisées par le CEA-LETI pour Herschel-PACS, le gain en sensibilité est très important par rapport à PRONAOS. En effet, ELISA utiliserait 1024 bolomètres par bande spectrale au lieu d'un, et chaque détecteur est lui même dix fois plus sensible. Ceci permet d'envisager une cartographie complète du plan galactique en deux vols.

À part cet objectif premier, ELISA devrait être capable de réaliser un catalogue de sources submillimétriques, d'étudier de jeunes étoiles enfouies, de mesurer la polarisation des grains, d'étudier la poussière dans les galaxies proches, de mesurer l'effet SZ positif sur quelques amas de galaxies, et de caractériser le fond diffus infrarouge.

Pour que les données arrivent au bon moment par rapport à la préparation des missions Planck et Herschel, il faudrait qu'ELISA réalise ses vols entre 2004 et 2006, dont au moins un dans chaque hémisphère, afin de couvrir tout le plan galactique.

3.8.3 SNOOPY

SNOOPY (*Submillimeter Observatory Of Polarimetry*) est un projet conçu lors de l'école d'été d'Alpbach, Autriche, en juillet 2000, par un groupe de treize jeunes chercheurs en formation (voir figure 3.23) encadrés par Jean-Michel Lamarre (IAS, Orsay). Cet exercice d'école a été présenté à Roger Bonnet, directeur scientifique de l'ESA (Agence Spatiale Européenne), et a suscité un grand intérêt dans la communauté astronomique, aussi se pourrait-il qu'il devienne plus qu'un simple exercice. La présentation de ce projet peut être consultée à l'adresse suivante: <http://www.lal.in2p3.fr/recherche/planck/Sophie/Snoopy>.

Il s'agit d'un projet de mission satellite bon marché, en orbite basse (Low Earth Orbit ou LEO), utilisant la technologie d'Herschel en ce qui concerne le télescope (3.5 m de diamètre), ayant pour but de réaliser une cartographie complète du ciel submillimétrique, afin d'observer la polarisation de la poussière galactique. La polarisation est en effet un paramètre clef pour comprendre la structure de la Galaxie, et en particulier le rôle des champs magnétiques. Un objectif secondaire consiste à effectuer un large relevé d'amas de galaxies en effet Sunyaev-Zeldovich.

L'observation se ferait dans cinq bandes spectrales larges dans le domaine 100 - 700 μm , plus une bande à 2 mm pour l'observation de l'effet Sunyaev-Zeldovich négatif. Il est prévu tout d'abord de réaliser quatre fois de suite (afin d'augmenter le rapport signal sur bruit) la cartographie complète du ciel (2 ans), puis de réaliser des observations pointées en vue d'augmenter le temps d'intégration sur des sources galactiques et extragalactiques particulièrement intéressantes (1 an). Les détecteurs seraient des matrices de bolomètres du CEA, polarisés, refroidis à 0.3 K. Le cryostat est le même que celui d'Herschel, ainsi que les optiques. La résolution angulaire est de $50''$ pour les cinq bandes submillimétriques (100, 200, 350, 500 et 700 μm) et de $2.5'$ pour la bande à 2 mm. Une mission telle que SNOOPY pourrait être développée rapidement et être lancée peu de temps après Her-



Snoopy

Science Team	Xavier Dupac (France) Thomas Rodriguez Greve (Denmark) Jacqueline Keane (Ireland)
Instrument Team	Alexandre Bourrachot (France) Hannelore Hämmerle (Germany) Sophie Henrot-Versillé (France)
Mission Design and propulsion	Walter Kantor (Austria) Jens Kettler (Germany)
Spacecraft Design	Magnus Gålfalk (Sweden) Anna Grigorieva (Sweden)
Ground Segment	Rahman Amanullah (Sweden) Torstein Olsmo Sæbø (Norway) Benedicte Selmer (Norway)

FIG. 3.23 – L'équipe SNOOPY à l'école d'été d'Alpbach, Autriche, juillet 2000.

schel/Planck. L'intérêt scientifique est considérable, à la fois sur la connaissance de la Galaxie (polarisation, champ magnétique, températures, masses du milieu interstellaire, objets protostellaires...) et du monde extragalactique (amas de galaxies, galaxies infrarouge, etc).

3.8.4 Herschel

Herschel (<http://www.sci.esa.int/home/herschel>) est l'une des quatre pierres angulaires de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) à l'horizon 2000. FIRST, *Far InfraRed and Submillimeter Telescope*, est l'ancien nom de Herschel. Il s'agit d'un observatoire spatial dédié à la connaissance du ciel infrarouge et submillimétrique, pour toutes sortes d'objets galactiques et extragalactiques. Le satellite fait 7 mètres de long pour plus de 4 mètres de large, et pèse un peu plus de 3 tonnes. Il doit être lancé en 2007 conjointement avec le satellite Planck, par une fusée Ariane V, pour être amené au point de Lagrange L2.

Le télescope Ritchey-Chrétien a un miroir primaire de 3.5 m de diamètre. Trois instruments sont installés sur le satellite Herschel: HIFI, PACS et SPIRE. HIFI (*Heterodyne Instrument for the Far-Infrared*, voir de Graauw & Helmich 2001) est un spectromètre



FIG. 3.24 – *Le satellite Herschel.*

hétérodyne à haute résolution spectrale, qui permettra de mieux connaître la physique et la cinématique des régions de formation d'étoiles, à travers leurs raies de refroidissement moléculaire, et ce dans la Voie Lactée et les galaxies proches. PACS (*Photoconductor Array Camera and Spectrometer*, voir Poglitsch *et al.* 2001) est une caméra bi-bande de photoconducteurs, qui a pour objectifs de mieux connaître la formation des galaxies dans l'Univers, ainsi que la formation stellaire dans la Galaxie et l'Histoire du système solaire. SPIRE (*Spectral and Photometric Imaging REceiver*, voir Griffin *et al.* 2001) est un instrument spectro-photométrique submillimétrique, utilisant des bolomètres, qui a pour but d'étudier la formation des galaxies et la formation stellaire.

3.8.5 Planck

Planck (<http://www.sci.esa.int/home/planck> ou Tauber 2000) est une mission ESA de taille moyenne qui doit être lancée en 2007 avec Herschel. Placé au point de Lagrange L2, il doit effectuer une cartographie complète du ciel millimétrique, avec pour objectif majeur l'étude des fluctuations du rayonnement fossile (voir section 4.1), et la contrainte très efficace des paramètres cosmologiques de l'Univers. Nous décrivons l'aspect cosmologique de ce projet en section 4.4.

En ce qui concerne l'aspect galactique de la science de Planck, il faut souligner qu'il s'agit de la première cartographie complète du ciel dans le domaine submillimétrique - millimétrique depuis COBE (1992), et que la résolution angulaire est améliorée d'un facteur 80 (5' environ au lieu de 7 degrés). De ce fait, la connaissance spectrale de l'émission continuum de la poussière galactique serait complète en prenant en compte les données IRAS (10 - 100 μm), ELISA ou SNOOPY (100 μm - 700 μm environ), et Planck (350 μm - 1 cm). L'étude des propriétés physico-chimiques des grains, de la structure de la Galaxie, des phases du milieu interstellaire, des premières étapes de la formation des étoiles, sera donc bien contrainte grâce aux données Planck. En particulier, un grand nombre de cœurs froids devraient être détectés par Planck. De plus, l'étude des émissions libre-libre et synchrotron devrait permettre de cartographier la distribution de rayons cosmiques et le champ magnétique galactique.

Le satellite est composé d'un télescope grégorien de diamètre efficace 1.5 m, et de deux instruments focaux, HFI et LFI. Le télescope est refroidi passivement par son environnement spatial éloigné de la Terre (L2), jusqu'à environ 60 K. HFI (*High Frequency Instrument*) possède six bandes spectrales bolométriques centrées sur 350 μm , 550 μm , 850 μm , 1.38 mm, 2.1 mm et 3 mm. Les bolomètres de cet instrument sont refroidis à 0.1 K grâce à une chaîne de refroidissement à quatre étages. LFI (*Low Frequency Instrument*) observe grâce à 56 détecteurs radiométriques répartis dans quatre bandes millimétriques (3, 4.3, 6.8 et 10 mm). La résolution angulaire de Planck varie entre environ 5' et 30' en fonction de la longueur d'onde. Certains bolomètres de HFI sont polarisés, ainsi que les détecteurs de LFI, ce qui permettra d'étudier la polarisation du CMB et celle des émissions galactiques.

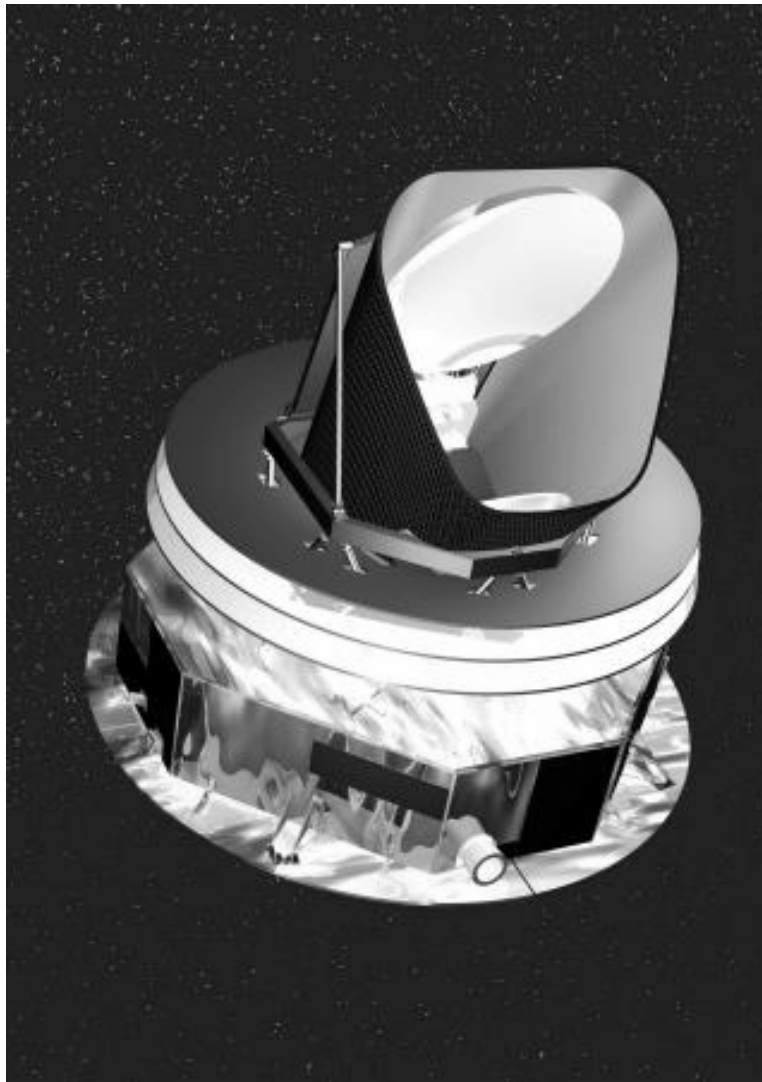


FIG. 3.25 – *Le satellite Planck.*

Chapitre 4

Le rayonnement fossile

*... To see Light without knowing Darkness. It cannot be.
... Voir la Lumière sans connaître les Ténèbres. Ce ne peut être.*

Frank Herbert, *Dune*

4.1 Les fluctuations du rayonnement fossile

Comme expliqué en section 1.5.3, le rayonnement fossile ou CMB (*Cosmic Microwave Background*) est une relique des premiers âges de l'Univers. Le CMB est très isotrope: on l'observe dans toutes les directions avec la même intensité et les mêmes caractéristiques spectrales, à ceci près que le mouvement local de l'observateur (la Terre) par rapport au fluide cosmique introduit un dipôle (le dipôle cosmologique), et que de très faibles fluctuations (10^{-4}) sont observables. Ces fluctuations de température sont d'origines diverses, et sont particulièrement intéressantes pour la cosmologie.

4.1.1 Les fluctuations primordiales

Les anisotropies primordiales du CMB sont à l'origine des grandes structures observables dans l'Univers, telles que galaxies, amas de galaxies, etc. Il suffit en effet de très faibles fluctuations initiales pour engendrer par effondrement gravitationnel des structures aujourd'hui très inhomogènes.

Dans le cadre de la théorie de l'inflation (voir section 1.5.1), on pense que les anisotropies primordiales de densité sont initiées par de très faibles fluctuations aléatoires quantiques. Les phénomènes dominants à l'origine de leur amplification sont les oscillations acoustiques dans le fluide photons - baryons. Il s'agit de la compétition entre l'énergie gravitationnelle qui tend à comprimer le fluide cosmique, et la pression de radiation des photons qui tend à le dilater. Il y a donc des fluctuations de densité dans le fluide cosmique, qui se traduisent par des fluctuations de température sur la surface de dernière diffusion, car:

- d'une part, les régions les plus denses sont aussi les plus chaudes,
- de plus, les photons qui sortent d'un puits de potentiel gravitationnel lors de la dernière diffusion prennent un décalage vers le rouge gravitationnel,

- enfin, l'effet Doppler dû aux mouvements locaux induit un décalage vers le rouge/bleu supplémentaire.

Ces trois effets sont exprimés par l'équation suivante:

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{\mathbf{r}}) = \phi(\mathbf{r}) - \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) + \frac{\delta(\mathbf{r})}{3} \quad (4.1)$$

où la norme du vecteur \mathbf{r} est la distance comobile à la surface de dernière diffusion, T est la température, ϕ le potentiel gravitationnel, \mathbf{v} la vitesse particulière et δ la surdensité.

Les échelles angulaires auxquelles apparaissent les anisotropies de température dépendent de la taille de l'horizon au moment de la dernière diffusion. Ainsi, il apparaît des "pics Doppler" dans le spectre de puissance des anisotropies. Si les conditions initiales sont adiabatiques, les positions des surdensités correspondent à celles des puits de potentiel gravitationnels. Dans ce cas, l'effet de densité compense partiellement l'effet de gravité, et la différence, aux grandes échelles, s'exprime comme le tiers de l'effet gravitationnel. On parle alors d'effet Sachs-Wolfe.

À ces trois causes d'anisotropies primordiales (densité, gravité, Doppler) s'ajoute le fait que la surface de dernière diffusion n'est pas infiniment fine, et donc que les anisotropies dans le rayonnement fossile sont en fait une moyenne pondérée le long de l'épaisseur de la surface de dernière diffusion. Les fluctuations dont l'échelle est inférieure à l'épaisseur de cette surface sont donc gommées par ce moyennage. Cet effet est appelé l'amortissement (*damping*).

Plus de détails concernant la physique des fluctuations primordiales peuvent être trouvés notamment dans Seljak (1994), Jorgensen *et al.* (1995), Hu & Sugiyama (1995) et Hu *et al.* (1997).

Les causes d'anisotropies que nous avons exposées jusqu'à maintenant appartiennent au cadre de la théorie de l'inflation (voir section 1.5.1), ont une statistique gaussienne et sont aujourd'hui les plus favorisées, essentiellement parce que des expériences récentes ont mis en évidence ces pics dans le spectre du CMB. Cependant, il faut aussi mentionner la théorie des défauts topologiques, qui prévoit l'existence de cordes et de textures cosmiques, qui se retrouveraient dans la non-gaussianité éventuelle du CMB. Cette théorie est aujourd'hui mise à l'écart en ce qui concerne les fluctuations dominantes du CMB.

4.1.2 Les fluctuations secondaires

Le rayonnement fossile parcourt environ 15 milliards d'années-lumière avant de nous parvenir, aussi rencontre-t-il en chemin de nombreuses sources de perturbation ou de contamination, qui sont un problème réel pour qui s'intéresse à la signature fossile du Big Bang qu'est le CMB, mais qui n'en sont pas moins des sources d'information précieuses et essentielles à la connaissance du milieu intergalactique, des amas de galaxies, de notre galaxie, etc.

Les fluctuations secondaires sont des fluctuations de température du CMB lui-même (et non des contaminations d'avant-plans qui viennent se superposer à l'observation), mais dues à des processus physiques qui ont lieu après la dernière diffusion. Elles se classent en trois catégories: les fluctuations secondaires dues à la gravité, l'effet Sunyaev-Zeldovich

et la ré-ionisation globale. Les effets gravitationnels sont d'une part l'effet Sachs-Wolfe intégré (ISW), et d'autre part le *lensing* ("lentillage").

L'ISW est dû aux variations dans le temps du potentiel gravitationnel, qui impriment des anisotropies dans le CMB. En effet, quand un photon traverse un puits de potentiel, son énergie variera si pendant le temps de la traversée, le dit potentiel a varié. L'ISW se traduit par trois effets:

- peu de temps après la combinaison des atomes, la contribution des photons à la densité d'énergie de l'Univers n'est pas encore négligeable. De ce fait, le potentiel gravitationnel diminue quelque peu, causant l'ISW primaire.

- s'il existe une constante cosmologique, ou que l'Univers n'est pas plat, le potentiel gravitationnel varie dans le temps (Univers dominé par le vide, ou dominé par la courbure). Cet effet induit l'ISW tardif, aux redshifts faibles.

- lorsque des structures non linéaires telles que les galaxies apparaissent, il y a des effets non linéaires induits par rapport à la théorie des perturbations linéaires. C'est l'effet Rees-Sciama.

L'autre effet gravitationnel marquant est le *lensing*, effet de déviation de la trajectoire des photons du CMB dû aux fluctuations de potentiel gravitationnel.

La ré-ionisation des baryons dans l'Univers, due aux photons ultraviolets issus de la formation stellaire ou au chauffage lié à un effondrement gravitationnel, produit des électrons libres capables de diffuser les photons du CMB. En particulier, la diffusion Compton inverse des photons du CMB par le gaz interne (chaud: 10^6 à 10^8 K) des amas de galaxies produit l'effet Sunyaev-Zeldovich (Sunyaev & Zeldovich 1970), qui consiste en une distorsion du spectre du CMB dans la direction des amas. Cet effet SZ thermique se traduit par un gain d'énergie des photons du CMB, c'est-à-dire un décrétement d'intensité dans le domaine millimétrique, et un incrément dans le submillimétrique. Il existe aussi un effet Doppler dû à la vitesse particulière des amas ionisés diffusants, qui se traduit par une altération de la température du CMB dans la direction de l'amas: c'est l'effet Sunyaev-Zeldovich cinétique. Plus de précisions concernant l'effet Sunyaev-Zeldovich peuvent être trouvés dans Pointecouteau (1999).

L'effet SZ traduit les effets de la ré-ionisation locale, mais il existe aussi des effets tels que la suppression de puissance aux petites échelles qui sont dûs à la ré-ionisation globale des baryons dans l'Univers.

Plus de renseignements concernant la physique des anisotropies du CMB peuvent être trouvés par exemple dans Tegmark (1995) et références attenant.

4.1.3 Les avant-plans

En plus des fluctuations du CMB observables sur le ciel millimétrique, d'autres composantes se superposent en tant qu'avant-plans sur la ligne de visée. Il s'agit des contributions extragalactiques (sources ponctuelles radio ou infrarouge), galactiques (poussières, libre-libre, synchrotron), locales (Système Solaire), et éventuellement terrestres (atmosphère).

Les sources extragalactiques de contamination du CMB ne sont pas les plus ennuyeuses, car elles sont ponctuelles. Si l'on s'en tient à une méthode sauvage de traitement de ces sources, il suffit d'éliminer les pixels des cartes les contenant. On peut aussi utiliser l'information spectrale de ces sources d'après des catalogues de sources ponctuelles, pour

les retirer des cartes.

La poussière galactique est l'avant-plan le plus important et donc le plus ennuyeux pour les observations CMB, à grande échelle particulièrement. En effet, la zone autour du plan galactique est en pratique inutilisable pour l'observation du rayonnement fossile, quelle que soit la longueur d'onde, et même en dehors de cette zone, la poussière contamine quelque peu les mesures millimétriques du CMB. La connaissance de l'émissivité de la poussière dans le millimétrique (i.e. de l'indice spectral β) permet de séparer la poussière du CMB, mais cette connaissance est très imparfaite.

L'émission *bremsstrahlung* (rayonnement de freinage) ou libre-libre des électrons libres galactiques est un effet de diffusion des électrons par les ions (régions ionisées quand la température est supérieure à environ 10000 K). Le meilleur traceur de l'émission libre-libre semble être la raie H_α (Lyman α de l'hydrogène atomique). L'émission synchrotron est un effet de l'accélération d'électrons relativistes dans un champ magnétique.

Les contaminants provenant du système solaire concernent la poussière zodiacale, c'est-à-dire la poussière située dans le plan écliptique. Les contaminations atmosphériques concernent les observations au sol, et, dans une moindre mesure, les observations en ballon stratosphérique. Les missions spatiales ne sont pas concernées par ce problème.

Répetons enfin que ces "contaminants" du CMB sont d'un grand intérêt scientifique, et qu'en particulier la connaissance de la Galaxie peut largement bénéficier des observations d'expériences CMB.

4.2 Observations des fluctuations du CMB

La première observation des fluctuations du CMB a été réalisée par la mission COBE (Boggess *et al.* 1992). Nous décrivons cette expérience en section 3.1.1. Celle-ci a mesuré précisément la température du CMB (2.728 ± 0.004 K) et mis en évidence les fluctuations à grande échelle de ce rayonnement (résolution angulaire de 7 degrés). Nous présentons la carte complète du ciel réalisée par COBE en figure 4.1.

Les fluctuations du rayonnement fossile se caractérisent par leur spectre de puissance. Ce spectre sur la sphère céleste s'exprime en harmoniques sphériques. Les variations de température s'expriment alors par:

$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_l \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm} \quad (4.2)$$

Les a_{lm} constituent l'ensemble discret des coefficients de la décomposition en harmoniques sphériques. D'après la théorie de l'inflation, ces fluctuations forment un champ aléatoire gaussien. Dans ce cas, toute l'information sur ces anisotropies est contenue dans les C_l :

$$C_l = \langle |a_{lm}|^2 \rangle \quad (4.3)$$

Le spectre de puissance en C_l est donc un outil naturel - mais pas le seul - pour caractériser les fluctuations du CMB et comparer les observations aux modèles cosmologiques.

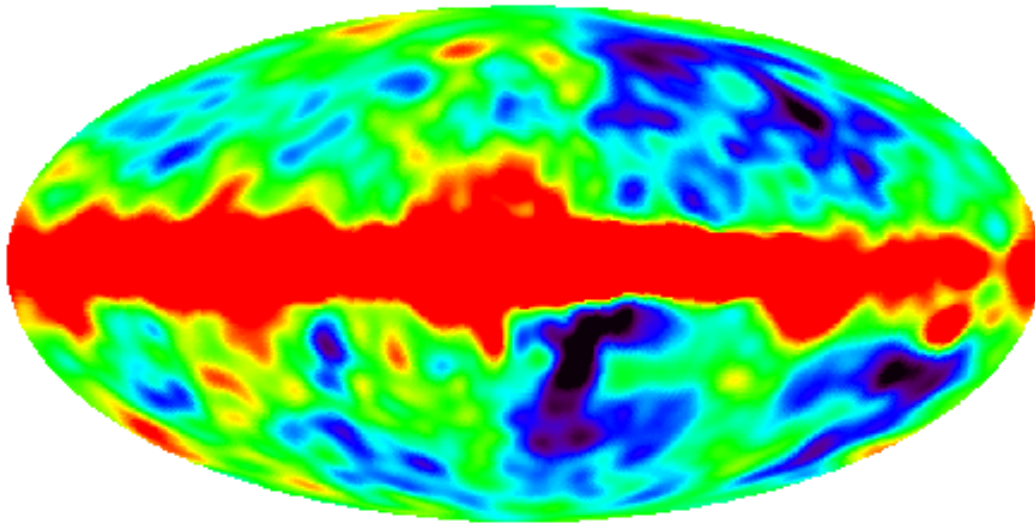


FIG. 4.1 – Carte COBE de tout le ciel des fluctuations du CMB et de la Galaxie.

De nombreuses expériences dédiées au rayonnement fossile ont eu lieu depuis COBE, et d'autres sont en projet. En voici une liste assez exhaustive:

- expériences au sol: Tenerife, South Pole, Saskatoon, Python, IAB, White Dish, CAT, OVRO, ATCA, SuZIE, Viper, COBRA, Jodrell Bank, Brown/Wisc Polarization, MAT, DASI, VSA (*Very Small Array*), CBI, POLAR, Polatron. Ces expériences au sol observent dans des fréquences d'environ 10 à 100 GHz, soit environ 3 mm - 3 cm de longueur d'onde. Bien que l'émission du CMB soit plus faible dans ce domaine que dans le domaine 1 mm - 3 mm, c'est aux grandes longueurs d'onde qu'est accessible la mesure du CMB pour les expériences au sol, à cause de l'absorption atmosphérique.

- expériences ballon: Archeops, FIRS, ARGO, MAX, MSAM, BAM, QMAP, BOOMERANG, MAXIMA, Top Hat, ACE, BEAST. Les longueurs d'onde d'observation des expériences CMB ballon sont généralement comprises entre 0.5 et 3 mm.

- satellites: COBE (1992), MAP et Planck (lancement prévu en 2007). Nous avons présenté le projet Planck en section 3.8.5. Nous présentons l'aspect scientifique cosmologique de Planck en section 4.4. MAP (*Microwave Anisotropy Probe*, <http://map.gsfc.nasa.gov> ou Wright 1999) est un satellite lancé en juin 2001 et arrivé sans encombre à L2 en octobre 2001. Il a pour but de réaliser la cartographie complète du ciel avec une résolution angulaire d'environ 20'.

- station spatiale: Submillimetron (projet russe de télescope submillimétrique sur l'ISS - *International Space Station*).

Les références de ces expériences CMB peuvent être trouvées sur le site de Martin White: <http://cfa-www.harvard.edu/~mwhite/cmbexptlist.html>.

Nous présentons en figure 4.2 l'état des contraintes observationnelles avant les résultats de BOOMERANG. Les expériences ballon BOOMERANG (*Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation ANd Geophysics*, voir <http://www.physics.ucsb.edu/~boomerang> et de Bernardis *et al.* 2000) et MAXIMA (*Millimeter Anisotropy eXperiment IMaging Ar-*

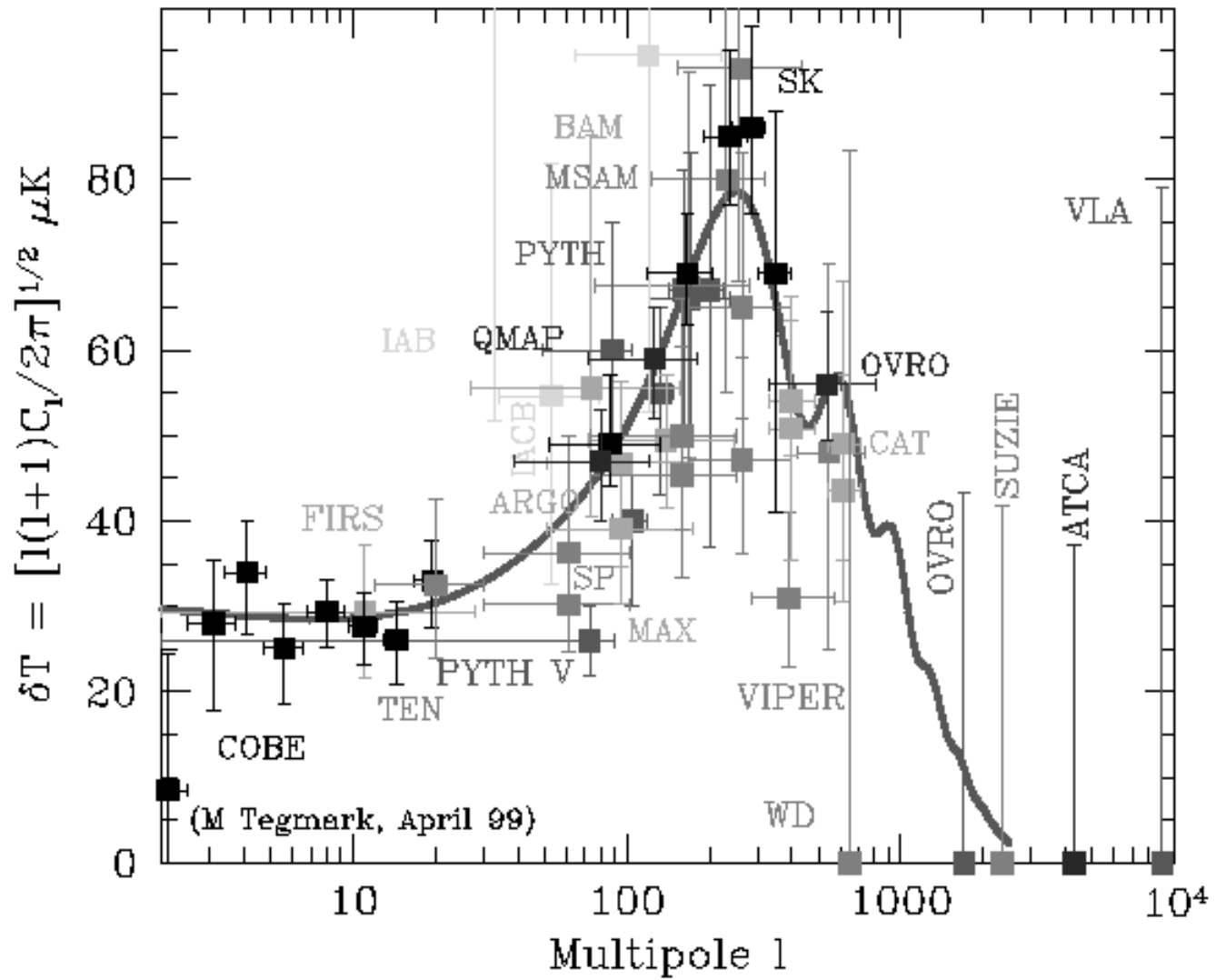


FIG. 4.2 – Spectre de puissance observationnel du CMB avant BOOMERANG. Figure tirée du site web de Max Tegmark: <http://www.hep.upenn.edu/~max>.

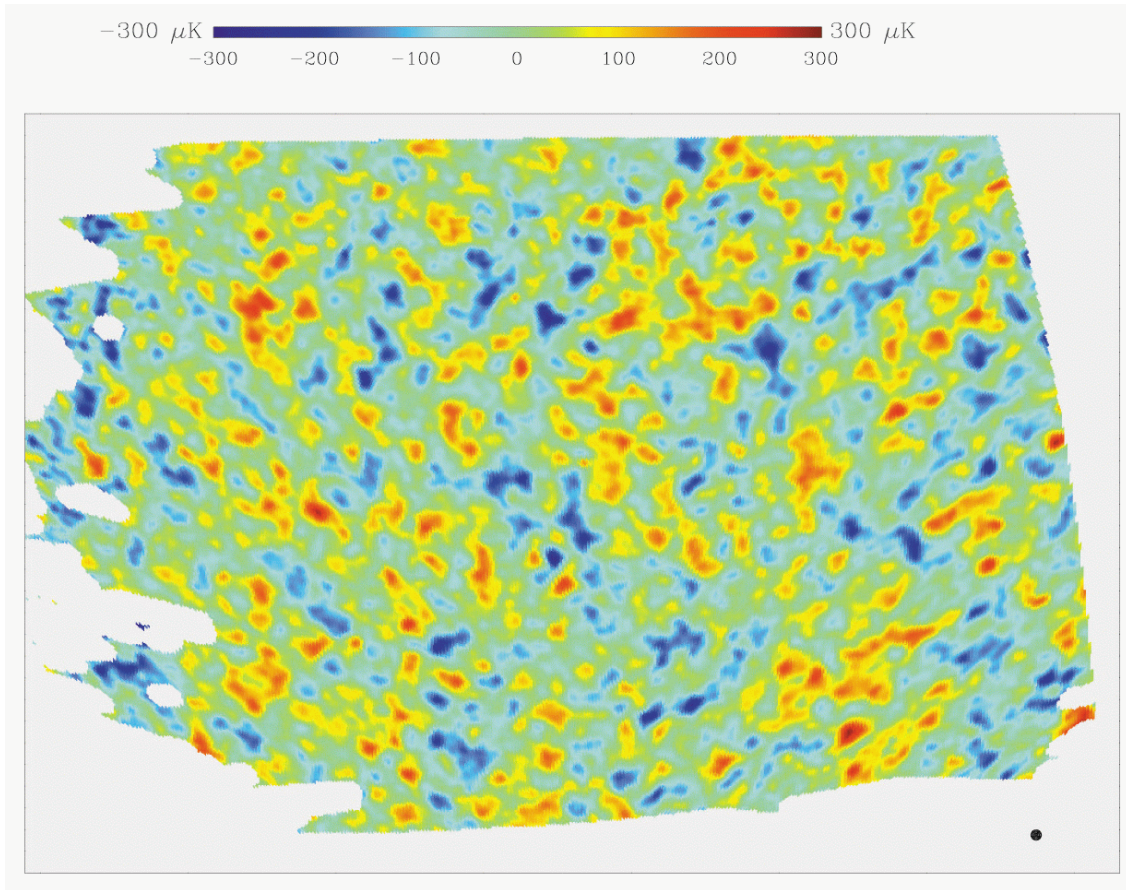


FIG. 4.3 – Carte BOOMERANG des fluctuations du CMB mesurées à la fréquence de 150 GHz, tirée de Netterfield *et al.* (2002). La taille de la carte est de 110 X 35 degrés.

ray, voir <http://cosmology.berkeley.edu/group/cmb> et Hanany *et al.* 2000) ont apporté une contribution majeure à la cosmologie en mesurant le spectre de puissance du CMB avec une bonne précision. Nous présentons en figure 4.3 la carte des fluctuations du CMB produite par BOOMERANG (voir Netterfield *et al.* 2002), et en figure 4.4 le spectre observationnel des fluctuations du CMB produit par BOOMERANG (voir Netterfield *et al.* 2002 et de Bernardis *et al.* 2002), MAXIMA (Lee *et al.* 2001), DASI (Halverson *et al.* 2002), CBI (Padin *et al.* 2001) et COBE/DMR (Smoot *et al.* 1992). Ce graphique traduit l'état de la connaissance des fluctuations du CMB à l'heure où nous écrivons ces lignes.

Les expériences BOOMERANG et MAXIMA ont permis de mesurer précisément la position et la hauteur du premier pic Doppler, de mettre en évidence l'existence des deux pics suivants, et ainsi de contraindre certains paramètres cosmologiques tels que le paramètre de densité Ω , déduit proche de 1. Netterfield *et al.* (2002) dérivent des données BOOMERANG les valeurs suivantes des paramètres cosmologiques, sous l'*a priori* faible (*weak prior*) supposant que H_0 est compris entre 45 et 90 km/s/Mpc et que l'âge de l'Univers est supérieur à 10 milliards d'années. Les barres d'erreur sont données pour l'intervalle de confiance à 1σ .

$$- \Omega = 1.03 \pm 0.06$$

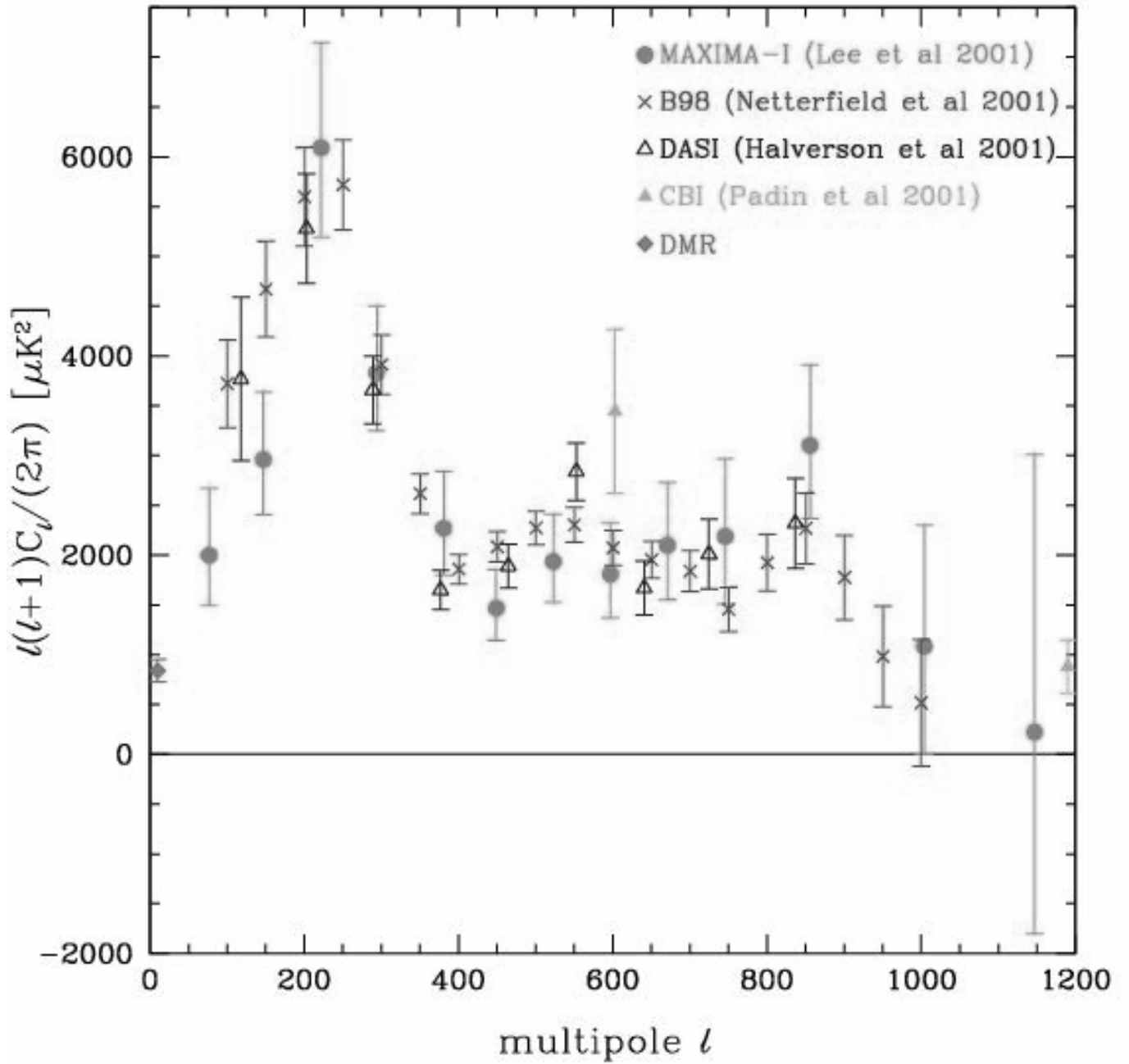


FIG. 4.4 – Spectre observationnel du CMB par BOOMERANG, MAXIMA, Dasi, CBI et COBE/DMR tiré du site web du groupe de cosmologie de UC Berkeley: [http:// cosmology.berkeley.edu/ group/cmb](http://cosmology.berkeley.edu/group/cmb).

Ceci favorise l'hypothèse d'un Univers plat, et donc la théorie de l'inflation.

$$- n = 0.93^{+0.10}_{-0.08}$$

$$- \Omega_{CDM} h^2 = 0.12 \pm 0.05$$

$$- \Omega_{bar} h^2 = 0.021^{+0.004}_{-0.003}$$

où h est le centième de H_0 .

- L'âge de l'Univers vaudrait 15.4 ± 2.1 milliards d'années.

En combinant les résultats des expériences CMB avec ceux des expériences portant sur les supernovæ, les précisions sur les paramètres cosmologiques sont encore améliorées. La prochaine génération de résultats majeurs pourrait être apportée par Archeops et MAP, en attendant Planck.

4.3 L'expérience Archeops

Dans le contexte décrit en section précédente, nous décrivons l'expérience Archeops, à laquelle nous avons activement participé en ce qui concerne les campagnes de lancement, le traitement et l'analyse des données.

4.3.1 Pourquoi Archeops ?

BOOMERANG et MAXIMA, comme beaucoup d'autres expériences CMB, observent les petites échelles angulaires des anisotropies du CMB, afin de mesurer la position et la hauteur des pics. Cependant, les grandes échelles angulaires (i.e. les bas l dans le spectre de puissance) ne sont pas très bien connues. Entre la mesure des grandes échelles de COBE et le premier pic mesuré par BOOMERANG et MAXIMA, il existe une gamme de multipôles intéressants ($l = 10 - 100$) pour déterminer la hauteur du plateau avant les pics. L'originalité d'Archeops est que cette expérience permet de mesurer à la fois les bas l ($10 - 100$) et les hauts l ($100 - 1000$). La possibilité d'intercalibrer photométriquement les expériences ballon avec COBE (aux grandes échelles angulaires) est aussi un avantage d'Archeops. En effet, la couverture spatiale d'Archeops (environ 30 % du ciel total) est bien supérieure à celles de BOOMERANG ou MAXIMA. En contrepartie, le temps d'intégration par pixel est moins grand. L'objectif principal d'Archeops est donc la cartographie d'une grande partie du ciel, afin de contraindre le spectre de puissance du CMB sur un large domaine de multipôles, et donc de contraindre les paramètres cosmologiques. Grâce à sa large couverture sur le ciel, Archeops peut également observer la Galaxie en temps qu'objectif secondaire.

4.3.2 Qu'est-ce qu'Archeops ?

Archeops est un instrument embarqué en ballon stratosphérique. La collaboration Archeops regroupe une soixantaine de personnes en France, en Italie, au Royaume-Uni et aux États-Unis. Le PI d'Archeops est Alain Benoît au CRTBT (*Centre de Recherche sur les Très Basses Températures*) à Grenoble. L'instrument est constitué d'un télescope de 1.5 m de diamètre, et de détecteurs bolométriques. La technologie développée pour le projet Planck est largement utilisée pour Archeops.

Le télescope d'Archeops, développé par l'Université de Minnesota (États-Unis), est de type grégorien, hors axe, et est constitué de deux miroirs, le primaire (1.5 m) parabolique



FIG. 4.5 – *La nacelle Archeops.*

et le secondaire elliptique. Le système grégorien hors axe permet une meilleure efficacité d'ouverture et une réponse plus faible aux lobes lointains que le système équivalent aligné.

Les détecteurs sont des bolomètres toile d'araignée développés par CalTech et JPL (Pasadena, États-Unis) pour Planck - HFI. Archeops possède des bolomètres qui observent dans quatre canaux de fréquences identiques à ceux de Planck: 143 GHz, 217 GHz, 353 GHz (bolomètres polarisés) et 545 GHz, ce qui correspond à des longueurs d'onde de 2.1 mm, 1.4 mm, 850 μm et 550 μm . Ces détecteurs ont une réponse rapide, ce qui est nécessaire pour la stratégie d'observation d'Archeops, et une grande sensibilité. Un autre avantage des bolomètres toile d'araignée est qu'ils ont une faible section efficace d'interaction avec les rayons cosmiques, ce qui permet de minimiser le nombre de *glitches* (pics dûs à des impacts de rayons cosmiques sur un bolomètre) dans les données temporelles. Le refroidissement du plan focal (jusqu'à moins de 0.1 K) est assuré par un cryostat développé au CRTBT à Grenoble. Le système utilise un cycle de dilution de l'hélium développé par Benoît & Pujol (1994). L'étage de dilution est placé dans une boîte à basse température, située sur un réservoir d'hélium liquide à 4.2 K. La partie supérieure de cette boîte contient les cornets de réception du rayonnement. Les bolomètres sont placés sur l'étage à 0.1 K, maintenus par des fils de kevlar. Les optiques froides sont développées par le Queen Mary College à Londres. Les électroniques de lecture des bolomètres et thermomètres utilisent un système original de modulation électrique développé par le CESR et le CRTBT. Il permet d'obtenir une bonne stabilité de la chaîne de lecture y compris aux basses fréquences (0.01 Hz).

Un senseur stellaire, petit télescope optique, permet de repérer les étoiles afin de connaître à tout moment le pointage précis du télescope principal. La nacelle et le senseur stellaire ont été réalisés par les équipes italiennes des universités de Rome et Florence. Les bords latéraux et inférieur de la nacelle sont couverts (bafflage), afin d'empêcher les rayonnements terrestre, solaire, etc, de pénétrer dans le photomètre.

L'étalonnage photométrique de l'instrument est réalisé au sol grâce à un corps noir froid de température variable, installé devant la fenêtre d'entrée du photomètre. L'étalonnage optique est réalisé grâce à une table de pointage construite à l'ISN (Grenoble). Celle-ci permet de caractériser le lobe principal du système optique. Le système de pointage balaie une zone dans laquelle se trouve une source thermique, placée habituellement sur une colline à 1 km de distance.

Le traitement et l'analyse des données est réalisé par les équipes françaises à Grenoble (CRTBT, ISN, LAOG), Paris (CdF, CEA, IAP, IAS, LAL) et Toulouse (CESR, LAT).

La description précise de l'instrument Archeops a fait l'objet d'une publication (Benoît *et al.* 2002), ainsi que de nombreuses présentations dans des conférences (liste en sections 6.2.3 et 6.2.4).

4.3.3 Comment observe Archeops?

La stratégie d'observation d'Archeops consiste à réaliser un balayage du ciel en cercles larges. Pour cela, la nacelle tourne sous la chaîne de vol du ballon grâce à un pivot. La fréquence de rotation est de 2 ou 3 tours par minute suivant les vols, et l'angle par rapport à l'horizontale est de 41 degrés. Les cercles sur le ciel se décalent progressivement grâce à la rotation terrestre, ce qui permet de balayer une grande zone de ciel. L'acquisition des données se fait avec une fréquence d'échantillonnage d'environ 150 Hz.

TAB. 4.1 – *Vols réalisés par l'expérience Archeops. Date du lancement, nom du vol, lieu du lancement, lieu d'atterrissage, temps de données (heures), nombre de bolomètres, qualité des données.*

Date	Vol	Lancement	Atterrissage	Temps (h)	Bolomètres	Qualité
17/07/99	T	Trapani	Badajoz	4	6	Moyenne
12/01/01		Esrange	Finlande	0	24	Pas de données
29/01/01	KS1	Esrange	Syktyvkar	7.5	24	Bonne
17/01/02	KS2	Esrange	Finlande	1.5	24	Bonne
07/02/02	KS3	Esrange	Noril'sk	19	24	Excellente

Afin de minimiser les perturbations liées à la lumière du soleil, Archeops est lancé depuis une zone polaire, en hiver, pour bénéficier de la nuit polaire et donc du maximum de temps de nuit noire. C'est pourquoi la base de lancement pour les vols scientifiques d'Archeops est Esrange, près de Kiruna, en Laponie suédoise. Le temps de vol, et donc le temps d'intégration, est essentiel pour cette expérience, car il est nécessaire de réduire le plus possible le bruit instrumental, afin de diminuer les erreurs sur la température du CMB dans chaque pixel, et donc sur le spectre de puissance. Pour pouvoir réaliser des vols de longue durée (jusqu'à 24 h), il faut que les vents stratosphériques poussent le ballon dans la bonne direction (vers la Russie), mais pas trop vite. Or, les conditions atmosphériques dans la stratosphère sont très capricieuses, ainsi que les conditions au sol, qui lorsqu'elles sont mauvaises (vent, neige), empêchent le lancement. Ceci, ajouté aux contraintes liées aux astres (la lumière de la lune ou du soleil perturbent les mesures) et aux sources d'échec techniques, fait que les campagnes de lancement d'Archeops ont été difficiles mais toujours fructueuses, au bout du suspense (voir table 4.3.3).

Le premier vol a été réalisé depuis Trapani (Sicile), le 17 juillet 1999. La nacelle a atterri dans le sud de l'Espagne. Ce vol technologique avec seulement 6 bolomètres a fourni 4 heures de données, exploitables essentiellement pour la science galactique, mais aussi quelque peu pour le CMB, malgré le haut niveau de bruit.

Un vol test sur une nacelle du CNES (sans le télescope Archeops) a été réalisé à Kiruna le 3 mars 2000, afin de valider la télémétrie. Un autre vol, le 4 avril 2000, a permis de tester le senseur stellaire.

L'hiver 2000-2001 a vu les deux premières campagnes scientifiques à Kiruna. J'ai moi-même participé à ces deux campagnes. La première, en novembre et décembre 2000, n'a pas permis de lancer Archeops, à cause de mauvaises conditions météorologiques dans la stratosphère: le vortex polaire mal placé aurait poussé Archeops vers la banquise. La deuxième campagne (janvier-février) a permis de lancer Archeops le 12 janvier, mais le vol a avorté à cause d'un problème technique sur le cryostat. Un deuxième lancement a eu lieu le 29 janvier, auquel j'ai participé. Il a permis d'obtenir 7h30 de données scientifiques de bonne qualité, malgré de nombreux bruits instrumentaux. Archeops a volé plus bas que prévu (31.5 km d'altitude), car les trajectoires prévues à plus haute altitude risquaient de pousser le ballon vers l'Océan Arctique. L'atterrissage a eu lieu en Russie, légèrement à l'ouest des Monts Oural, près de Syktyvkar.



FIG. 4.6 – Trajectoire suivie par Archeops le 7 février 2002. Le lancement a eu lieu à Esrange, près de Kiruna, en Laponie suédoise, et l’atterrissage près de Noril’sk, en Sibérie Occidentale.

Après un vol test télémétrique le 29 août 2001, trois campagnes scientifiques ont pris place durant l’hiver 2001-2002. Comme l’année précédente, la première n’a pas permis de lancer Archeops, pour les mêmes raisons météorologiques. La campagne de janvier a permis de lancer Archeops dans de très bonnes conditions, le 17 janvier. Après 4 heures de plafond à 34.5 km, un problème technique au niveau du ballon a condamné le vol. Archeops a atterri en Finlande, après avoir obtenu 4 heures de données de bonne qualité. Une troisième campagne a alors été organisée en février, qui a enfin permis un vol de longue durée, le 7 février. Archeops a atterri au-delà de l’Oural, à l’extrémité orientale de la plaine de Sibérie Occidentale, près de Noril’sk (voir la trajectoire en figure 4.6), après avoir obtenu 19 h de données scientifiques de très bonne qualité.

Nous décrivons notre apport au traitement des données d’Archeops en sections 4.9 et 4.10.

4.4 L’expérience Planck et le rayonnement fossile

Nous avons décrit l’expérience Planck (<http://www.sci.esa.int/home/planck> ou Tauber 2000) et ses implications pour l’étude de la poussière galactique en section 3.8.5. L’objectif principal de ce projet est la mesure précise des anisotropies du CMB, afin de contraindre de façon efficace les paramètres cosmologiques. Nous présentons en figure 4.8 une simulation du spectre de puissance du CMB mesurable par Planck, ainsi que le spectre simulé de la polarisation du CMB. Il est clair qu’après Planck, le spectre de puissance devrait être extrêmement bien déterminé.



FIG. 4.7 – *L'équipe scientifique Archeops à Kiruna lors du vol du 29 janvier 2001. Derrière apparaît Archeops sur le pas de lancement.*

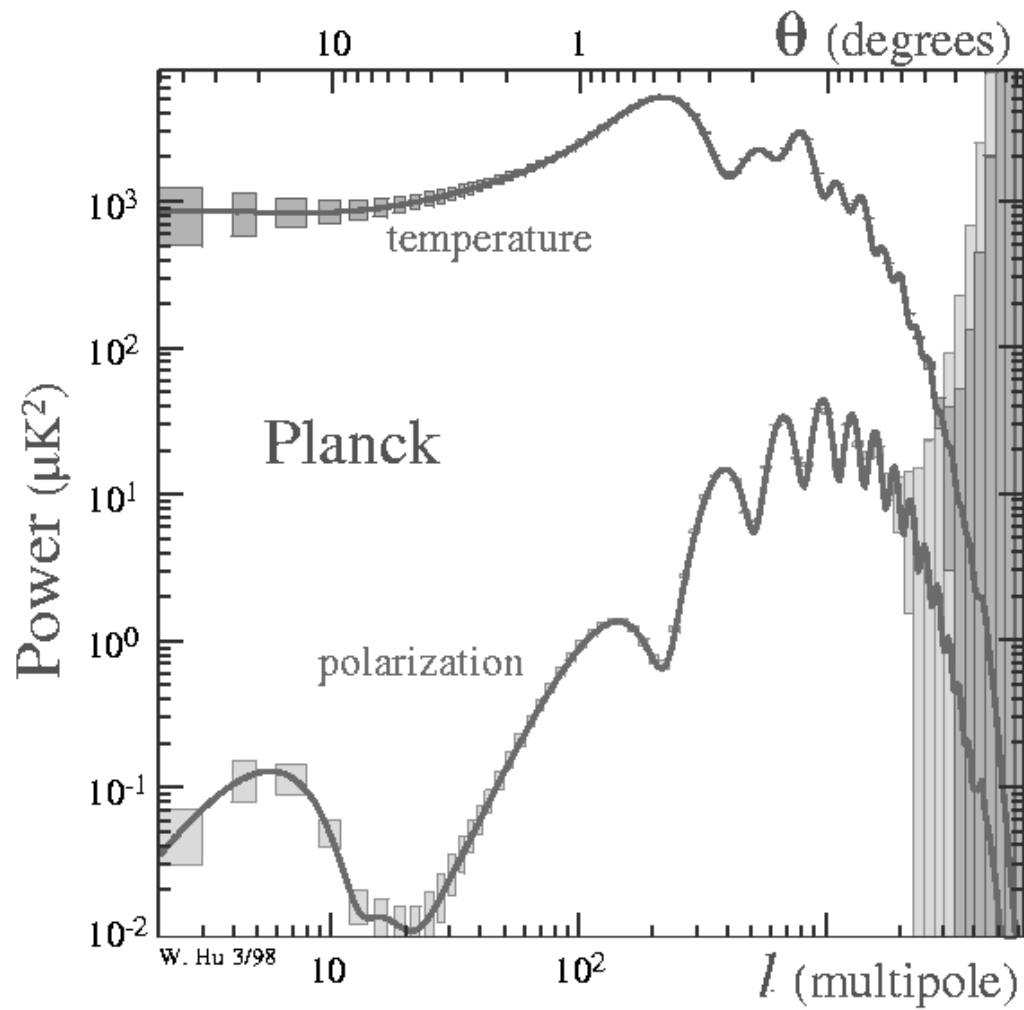


FIG. 4.8 – Simulation du spectre de puissance du CMB tel que mesurable par Planck. Tiré du site web de Wayne Hu: <http://background.uchicago.edu/~whu>.

Ceci signifie que les paramètres cosmologiques (voir 1.5.2) devraient être déterminés avec une grande précision par Planck. En adoptant certaines suppositions générales, Ω , H_0 , Λ , Ω_{bar} , Ω_{CDM} , n (l'indice spectral scalaire des fluctuations), etc, devraient être déterminés à quelques pourcent près (voir Bond *et al.* 1997, Zaldarriaga *et al.* 1997, Efstathiou & Bond 1999). Ceci serait crucial pour le test des théories d'inflation. En plus de la détermination précise des paramètres, les mesures de Planck devraient permettre de mieux comprendre les conditions initiales de la formation des structures, de contraindre la physique des particules à haute énergie (en particulier de mieux comprendre l'origine des fluctuations initiales), de mieux comprendre la nature de la matière noire et de déterminer sa quantité, etc. La mesure précise de la polarisation des anisotropies du CMB devrait permettre de discriminer entre modes scalaires et tensoriels des fluctuations, et donc de contraindre les théories cosmologiques (voir par exemple Kamionkowski *et al.* 1997, Zaldarriaga *et al.* 1997).

Les mesures de Planck devraient également permettre de mesurer l'effet Sunyaev-Zeldovich sur plus de 10000 amas de galaxies, et ainsi de mieux comprendre leur structure et évolution, et de contraindre la constante de Hubble. Planck devrait aussi cataloguer des milliers de sources extragalactiques telles que galaxies infrarouge et radio, noyaux actifs de galaxies, quasars et autres blazars, etc. Planck devrait également être capable de mesurer les fluctuations du fond diffus infrarouge, qui est formé par l'ensemble des galaxies lointaines, ainsi que de contraindre l'évolution des comptages de galaxies.

4.5 Introduction sur la construction de cartes pour les expériences CMB

Nous nous sommes particulièrement intéressés à la construction de cartes pour les expériences qui observent le rayonnement fossile. Les méthodes que nous avons développées et testées sont fondées sur la théorie de l'inversion linéaire décrite en chapitre 2.

Le rayonnement fossile est à l'heure actuelle le sujet d'une étude intensive, grâce à l'amélioration des performances des instruments et des détecteurs. Depuis le satellite COBE (Smoot *et al.* 1992), qui réalisa la première observation des anisotropies du CMB, la taille des trains de données ordonnées dans le temps (TOI ci-après, pour *time-ordered information*) a grandement augmenté. Le traitement et l'analyse des données est donc toujours un défi pour les TOI larges, déjà en train d'être traitées ou à venir. En particulier, les expériences satellite MAP (voir par exemple Wright 1999) et Planck (voir par exemple Tauber 2000) vont produire des TOI immenses, composées de centaines de millions de points ou plus. Même les expériences ballon telles que BOOMERANG (de Bernardis *et al.* 2000), MAXIMA (Hanany *et al.* 2000), Archeops (Benoît *et al.* 2002), etc, produisent de larges TOI pour de nombreux canaux de détection.

Le traitement des données CMB consiste à travailler les TOI à une dimension, afin de réduire le bruit (déglitchage, réduction du bruit par décorrélation avec les thermomètres ou entre bolomètres, etc, voir section 4.9). L'analyse des données CMB est habituellement réalisée en quatre étapes, la première étant la construction de cartes, la seconde la séparation de composantes (CMB, Galaxie, etc), la troisième l'estimation du spectre de puissance en C_l d'après la carte et la matrice de covariance du bruit dans la carte, et la dernière l'estimation des paramètres cosmologiques par comparaison des spectres

en C_l tirés des modèles théoriques avec le spectre observationnel. Bien entendu, après la deuxième étape, d'autres analyses scientifiques peuvent être effectuées: science galactique, sources ponctuelles, etc. Chaque étape est importante, mais il est clair que la construction de cartes est particulièrement cruciale dans ce processus d'analyse, car il s'agit d'une part de réaliser des produits finis (carte du ciel par longueur d'onde), et également de préserver toute l'information cosmologique, tout en réduisant et en caractérisant correctement le bruit, ce qui est nécessaire pour l'estimation du spectre de puissance du CMB.

Nous nous sommes concentrés sur l'étape de la construction de cartes. Dans le contexte des expériences CMB, la grande taille des TOI fait qu'il n'est pas possible d'appliquer les méthodes matricielles optimales décrites au chapitre 2 de façon brutale. Même pour des TOI aussi courtes que celles de PRONAOS (quelques milliers de points de données par objet), le calcul matriciel est un peu lourd (15 mn sur un processeur Pentium III à 500 MHz), bien que l'on ne calcule pas d'inversion matricielle. Aussi, il est parfaitement clair que pour des dizaines de millions de points de données comme pour Archeops (voir section 4.9, il est tout à fait inenvisageable d'inverser, de multiplier ou même de stocker des matrices de 10^{14} éléments (environ un million de giga-octets de mémoire). Nous nous sommes donc attachés à développer des méthodes alternatives, mais tout aussi optimales. Nous avons également exploré comment la stratégie d'observation influence le processus de construction de cartes et la quantité finale de bruit dans les cartes.

Il faut mentionner que des méthodes de construction de cartes non optimales, d'après les critères indiqués au chapitre 2, mais efficaces, ont été développées. Il est possible par exemple d'utiliser directement les propriétés de croisement des balayages du faisceau sur le ciel afin de déstrier les cartes du bruit corrélé qui s'y trouve (voir section 4.7.2). Voir à ce sujet Delabrouille (1998), Giard *et al.* (1999), Dupac & Giard (2001, *coll. b*). Nous nous sommes plutôt concentrés sur les méthodes optimales, appliquées aux larges TOI, en développant des algorithmes pour contourner les problèmes liés à la taille des données. Les méthodes linéaires optimales, décrites en section 2.2, nécessitent d'utiliser d'une façon ou d'une autre les propriétés statistiques du bruit (matrice de covariance dans les TOI: \mathbf{N}) et du signal pour les méthodes de Wiener (matrice de covariance du ciel dans les pixels: \mathbf{S}). Si l'on ne peut pas écrire les matrices, il faut trouver un moyen autre de traiter le problème de la construction de cartes, en utilisant uniquement des calculs sur des vecteurs. Nous appelons "méthode vecteurs-seuls" toute méthode qui ne nécessite à aucun moment de calculer ou même d'écrire les matrices \mathbf{A} , \mathbf{N} , \mathbf{S} , etc. Dans ce contexte, la manière de créer les TOI, c'est-à-dire la stratégie d'observation, peut être importante pour la construction de cartes et la qualité des produits finis. Nous présentons en section 4.6.1 diverses stratégies d'observation par des expériences CMB ballon et satellite. Ces exemples de stratégies d'observation ont pour but d'être assez représentatifs des différentes priorités sur lesquelles on peut se focaliser: redondance des observations par pixel, couverture sur le ciel, cartographie de tout le ciel, balayages croisés, etc. Elles ont également pour but de montrer comment la stratégie d'observation choisie pour une expérience sur le CMB influence l'efficacité du processus de construction de cartes. En section 4.6.2, nous montrons comment nous simulons les données temporelles (TOI) de ces expériences. Nous présentons nos méthodes de construction de cartes vecteurs-seuls en section 4.7, et discutons leurs conditions d'application. En section 4.8, nous appliquons ces méthodes aux données simulées, et comparons les résultats pour les différentes méthodes et les différentes stratégies d'observation.

4.6 Simulations de données d'expériences CMB

4.6.1 Stratégies d'observation

L'observation du rayonnement fossile à grande échelle angulaire est possible depuis l'espace (satellites) ou depuis la stratosphère (ballons). Nous simulons des stratégies d'observation d'après quelques nécessités techniques simples et habituelles.

Expériences en ballon stratosphérique

Nous simulons des expériences ballon qui balaient le ciel en faisant des cercles à hauteur constante, et avec une vitesse de rotation à peu près constante, comme font Archeops (voir section 4.3.3) et Top Hat (<http://topweb.gsfc.nasa.gov>). Cette technique simple permet d'observer une large zone du ciel, grâce à la rotation de la Terre, et, éventuellement, au mouvement du ballon à la surface de la Terre. Dans ce contexte, il est clair que le lieu de lancement du ballon et la durée du vol auront une influence cruciale sur la couverture du ciel réalisée par l'expérience et la redondance des observations dans les pixels de la carte. Les expériences qui utilisent cette stratégie de balayage à élévation constante doivent trouver un équilibre entre la couverture et la redondance. Le maximum de redondance est obtenu en prenant de grands angles d'élévation et des sites de lancement à haute latitude. Inversement, le meilleur rapport couverture sur temps de vol est obtenu pour des sites de lancement près de l'équateur et avec des angles d'élévation faibles. Les facteurs qui contrôlent les caractéristiques de l'observation sont le lieu et la date de lancement, la trajectoire du ballon au-dessus de la surface terrestre, la durée du vol, l'angle d'élévation du balayage, la fréquence d'acquisition des données, et la vitesse de rotation de la nacelle (particulièrement si elle est constante ou pas).

Nous présentons en figure 4.9 la couverture du ciel obtenue pour trois expériences ballon simulées réalisant un vol de 24 heures depuis Kiruna (Laponie suédoise) vers la Russie, utilisant une stratégie d'observation à hauteur constante sur le ciel, dont l'angle d'élévation varie en fonction de l'expérience: 10° , 45° et 80° . La fréquence d'échantillonnage est de 100 Hz et la vitesse de rotation de 2 tours par minute. Comme on le voit en figure 4.9, la couverture sur le ciel et la redondance par pixel varient considérablement. L'expérience ayant un angle d'élévation de 10° obtient une couverture de 43 % du ciel total, celle ayant un angle de 45° obtient une couverture de 31 %, et celle ayant un angle de 80° obtient une couverture de seulement 8 %. Inversement, le poids moyen par pixel de $13.5'$ de côté que l'on observe pour l'expérience à l'angle de 10° est seulement de 26, alors qu'il est de 36 pour un angle de 45° et de 141 pour un angle de 80° . En fonction des objectifs recherchés en terme de sensibilité par pixel et de couverture sur le ciel (domaine de multipôles observable), la conception d'une expérience CMB ballon peut donc jouer sur ce paramètre qu'est l'angle d'élévation.

Nous présentons également en figure 4.10 la couverture du ciel obtenue pour trois expériences ballon simulées réalisant un vol de 12 heures à l'équateur. Elles utilisent une stratégie d'observation à hauteur constante sur le ciel, dont l'angle d'élévation varie en fonction de l'expérience: 10° , 45° et 80° . La fréquence d'échantillonnage est de 100 Hz et la vitesse de rotation de 2 tours par minute. Comme pour les vols polaires, la couverture sur le ciel et le poids par pixel varient considérablement en fonction de l'angle d'élévation

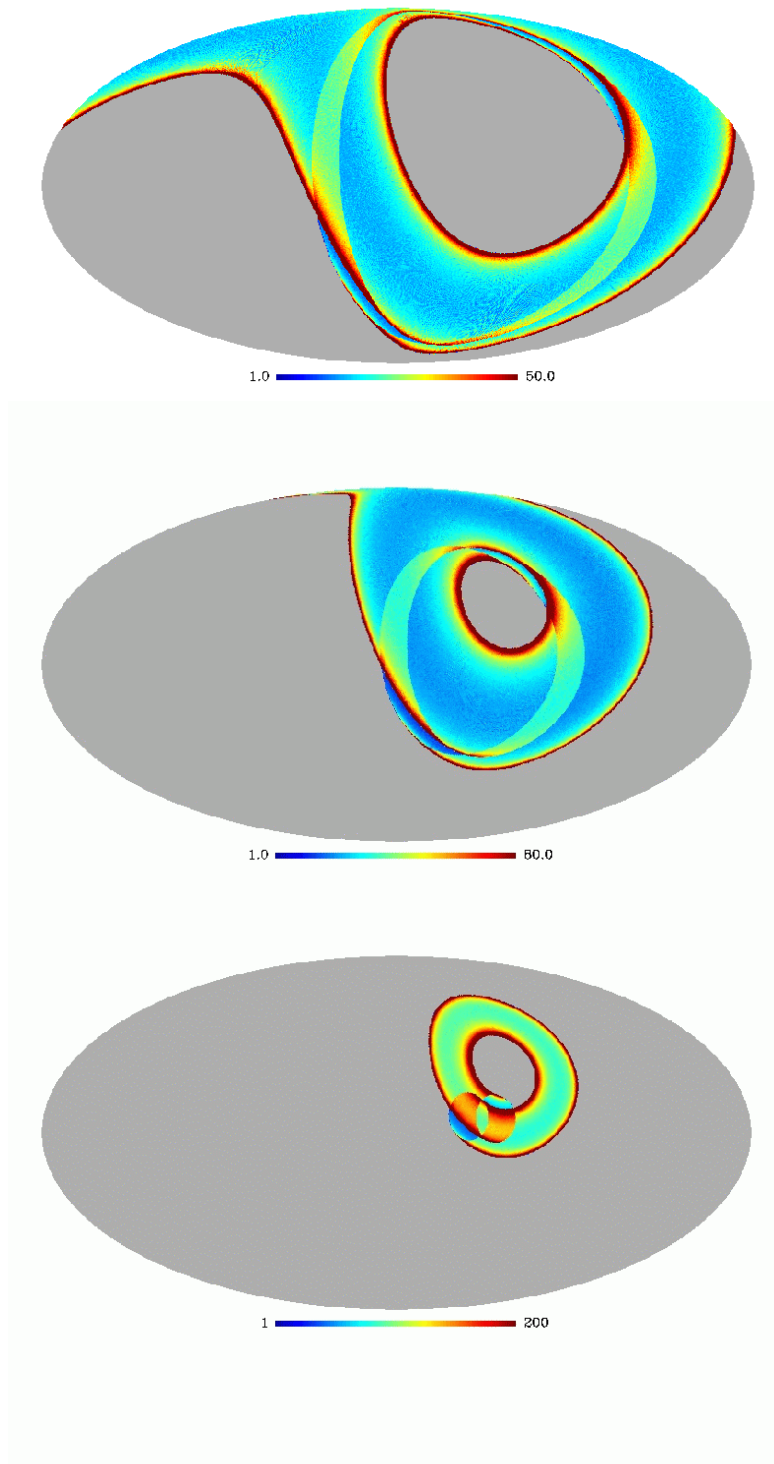


FIG. 4.9 – Cartes de poids (nombre d'observations par pixel de $13.5'$ de côté, i.e. HEALPIX 256) obtenues avec des vols ballon simulés de 24 heures partant de Kiruna, en faisant varier l'angle d'élévation du faisceau tournant: 10° (haut), 45° (centre), 80° (bas). Projections Mollweide galactiques centrées sur l'antcentre galactique.

choisi. Il est notamment possible, si l'on peut observer sans dommages 10 degrés au-dessus de l'horizon (la sensibilité peut être réduite par l'atmosphère), de réaliser une cartographie quasi-complète du ciel (91 %) en 12 heures de vol, avec un poids moyen de 6 observations par pixel de 13.5' de côté. Avec un angle d'élévation de 45 degrés, on observe 50 % du ciel avec un poids moyen de 11 observations par pixel. Avec un angle d'élévation de 80 degrés, on n'observe que 10 % du ciel, mais avec un poids moyen de 57 observations par pixel.

Nous avons simulé en particulier deux trains de données d'expériences ballon, avec une élévation constante de balayage de 35 degrés au-dessus de l'horizon, une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz et une vitesse de rotation de 2 tours par minute. La première est conçue pour maximiser la redondance par pixel, tout en couvrant une large partie du ciel. Il s'agit d'un vol polaire de 24 heures depuis Kiruna, Laponie suédoise (voir à ce propos la description des vols d'Archeops en section 4.3.3). La nuit polaire permet en effet d'avoir 24 h ou plus de nuit, et ainsi de faire voler l'expérience en évitant les perturbations liées à la lumière du soleil. La couverture du ciel correspondant à ce vol polaire est de 35 %. Le deuxième train de données simulé est celui d'un vol équatorial de 12 h. La couverture angulaire pour ce vol est de 61 % du ciel total, et serait de 82 % avec un vol de 24 h, ou deux vols de 12 h, le deuxième ayant lieu six mois après le premier afin d'éviter la lumière du jour. Le vol polaire que nous avons présenté est particulièrement bon pour la redondance, tandis que ce vol équatorial a une couverture nettement meilleure mais une redondance bien plus faible. La comparaison des méthodes de construction de cartes sur ces deux vols pourra donc donner des résultats intéressants sur la façon dont, en pratique, la stratégie d'observation contrôle la qualité finale des cartes.

Expériences satellite

Nous simulons également des expériences satellite, qui balaient le ciel en faisant des cercles orthogonaux au plan écliptique. L'angle constant du faisceau par rapport à l'axe Soleil-Terre détermine la couverture et la redondance, comme la hauteur pour les expériences ballon précédemment décrites. Nous présentons en figure 4.11 les cartes de poids par pixel du ciel obtenues pour quatre expériences satellite balayant le ciel par cercles orthogonaux au plan écliptique, l'une ayant un angle de 20° , une autre de 45° , une autre de 85° , et une autre de 90° , c'est-à-dire qu'elle réalise des grands cercles le long des méridiens écliptiques. L'expérience Planck correspondra à la stratégie à 85° s'il n'est pas réalisé de balancements en plus des cercles sur le ciel. À nombre égal de points de données, nous observons que bien évidemment le poids moyen par pixel observé est plus important (123 par pixel de 27' de côté) pour la stratégie ayant un angle de 20° . Le poids moyen est de 60 pour 45° , de 43 pour 85° et 90° . La couverture sur le ciel est, inversement, de 35 % pour un angle de 20° , de 71 % pour un angle de 45° , de 99.7 % pour un angle de 85° , et bien sûr la couverture complète est atteinte pour un angle de 90° (cercles dans les méridiens écliptiques).

En particulier, nous avons simulé un train de données d'une expérience satellite observant par grands cercles (angle d'inclinaison du faisceau de 90 degrés) sur le ciel le long des méridiens écliptiques. Pour un satellite en orbite basse (LEO pour *Low Earth Orbit*), cette stratégie d'observation permet de pointer le télescope en permanence vers le zénith, évitant ainsi la contamination terrestre. Les grands cercles que décrit ce satellite sont orthogonaux à l'axe Terre-Soleil, ce qui permet de s'affranchir de la plus grande partie de la

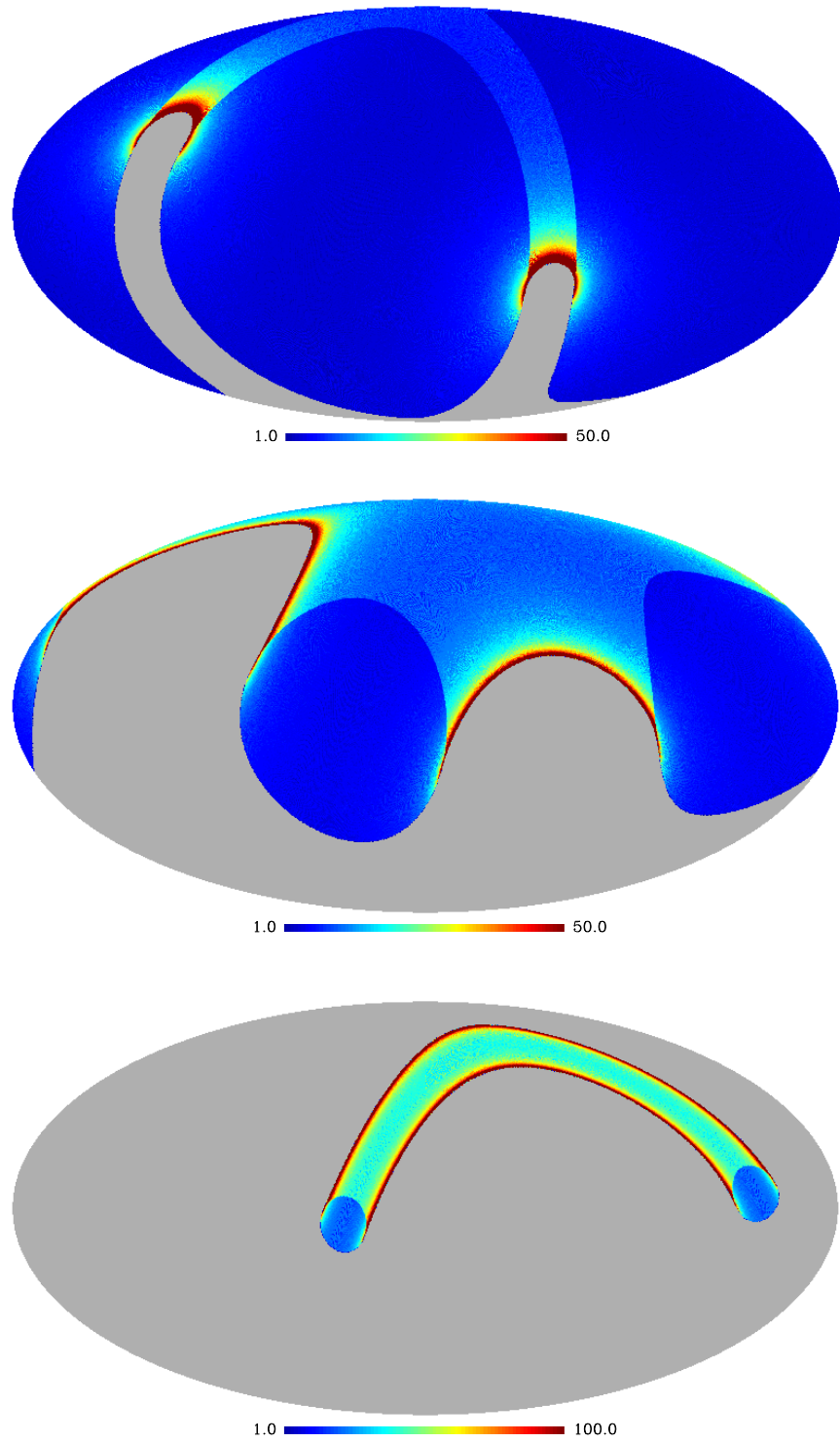


FIG. 4.10 – Cartes de poids (nombre d'observations par pixel de $13.5'$ de côté, i.e. HEAL-PIX 256) obtenues avec des vols équatoriaux simulés de 12 heures, en faisant varier l'angle d'élévation du faisceau tournant: 10° (haut), 45° (centre), 80° (bas). Projections Mollweide galactiques centrées sur le centre galactique.

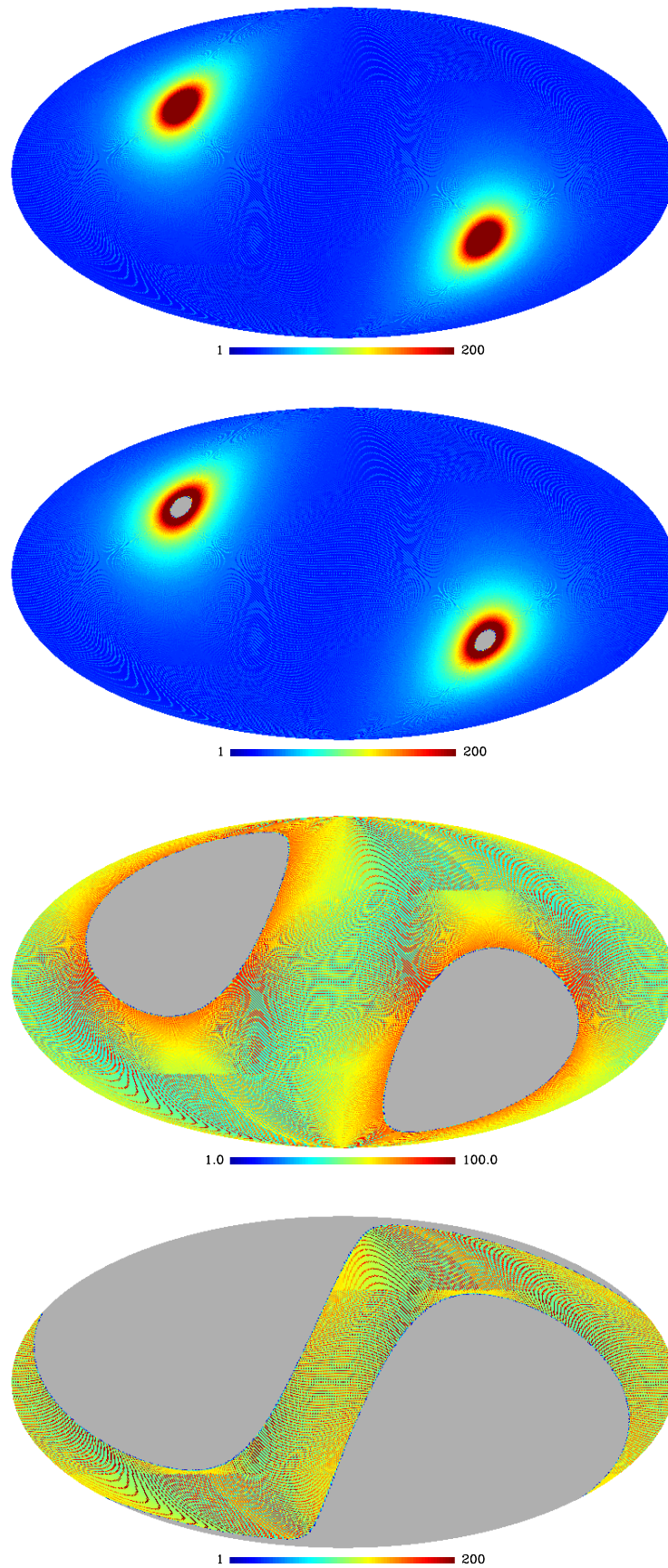


FIG. 4.11 – Cartes de poids (nombre d'observations par pixel de $27'$ de côté, i.e. HEALPIX 128) obtenues avec des missions satellite simulées, en faisant varier l'angle d'inclinaison du faisceau par rapport à l'axe Soleil-Terre: 20° (bas), 45° , 85° et 90° (haut). Projections Mollweide galactiques centrées sur le centre galactique.

TAB. 4.2 – *Caractéristiques des trois trains de données simulés.*

	Polaire	Équatorial	Satellite
Temps d’obs.	24 h	12 h	(sous-échant.)
Couverture	35 %	61 %	100 %
Nb de points (millions)	8	4	8
Redondance moy. par pixel de 13.5’	30.5	8.7	11.8

lumière solaire - et de la lumière terrestre si le satellite est à L2. En réalité, sur une orbite basse, la trajectoire exacte suivie par le satellite ne serait pas aussi simple, à cause des perturbations gravitationnelles qui l’affecteraient, mais notre train de données simulées est proche de ce que cela serait. Cette stratégie d’observation fonctionne aussi pour un satellite à L2, comme Planck (voir section 3.8.5). Dans ce cas, la stratégie d’observation est simplement un grand cercle constamment dans le méridien orthogonal à l’axe Terre-Soleil, qui se décale lentement avec la révolution de la Terre. La cartographie complète du ciel est ainsi terminée en six mois. Nous avons simulé notre train de données satellite en ajoutant un ingrédient qui complique cette stratégie d’observation. En effet, nous avons ajouté une dépendance en ascension droite qui peut se comprendre comme le décalage d’une orbite LEO autour de la Terre. Nous avons simulé une cartographie rapide de la totalité du ciel, faite grâce à cette stratégie et contenant huit million de points de données. Bien que cette quantité de données ne correspondrait bien sûr pas au produit d’une mission satellite complète, ceci nous permet de comparer la stratégie de balayage et les propriétés finales des cartes avec celles des deux expériences ballon. On peut considérer que ce train de données “satellite” correspond à des données sous-échantillonnées. Les caractéristiques principales des trois observations simulées sont résumées en table 4.2.

4.6.2 Simulation des données

Nous avons simulé le ciel millimétrique (2 mm de longueur d’onde) avec trois composantes: les fluctuations du CMB, le dipôle, et la Galaxie (émission thermique des poussières). L’Univers que nous avons simulé est proche de celui qui est favorisé par les observations actuelles telles que celles de BOOMERANG (de Bernardis *et al.* 2000) et MAXIMA (Hanany *et al.* 2000). Il est dominé par la constante cosmologique, avec $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_{CDM} = 0.25$, $\Omega_{bar} = 0.05$, $H_0 = 50$, et un indice spectral scalaire des fluctuations égal à 1. Les valeurs précises des paramètres cosmologiques utilisés ne sont pas importantes pour les méthodes de construction de cartes, mais en revanche, la gaussianité des fluctuations du CMB est, *a priori*, importante pour les méthodes de Wiener que nous voulons tester, car le filtre de Wiener est optimal quand le signal comme le bruit sont des champs aléatoires gaussiens (voir section 2.2.3). Le spectre de puissance harmonique du CMB est simulé grâce au logiciel CMBFAST de Seljak & Zaldarriaga (1996). Ce spectre ne tient pas compte de la variance cosmique, c’est-à-dire des fluctuations aléatoires qui existent dans un Univers; en fait le spectre théorique ainsi simulé est une moyenne statistique sur les réalisations d’univers, étant donnés les paramètres cosmologiques. Le champ aléatoire gaussien des

fluctuations du CMB (carte représentant une réalisation d'univers) est alors simulé grâce à l'outil SYNFAST du package HEALPIX (<http://www.eso.org/science/healpix> ou Górski *et al.* 1999). Le dipôle est ajouté grâce à sa détermination par COBE-DMR (Lineweaver *et al.* 1996). La Galaxie à 2 mm de longueur d'onde est extrapolée à partir de l'ensemble de données composite sur tout le ciel 100 μm IRAS - COBE-DIRBE (Schlegel *et al.* 1998). Nous présentons en figure 4.12 une carte des fluctuations du rayonnement fossile sur tout le ciel, ainsi qu'une autre carte de tout le ciel, contenant les fluctuations du CMB, le dipôle, et l'émission des poussières galactiques, à 2 mm de longueur d'onde.

Nous avons simulé des trains de données bruités à partir de ces ciels simulés. Cependant, il faut bien se rendre compte que les vraies données provenant directement d'un vrai détecteur n'ont pas forcément la même allure. Habituellement, il y a des *glitches*, des effets systématiques et du bruit qui peuvent être soustraits avant d'appliquer la construction de cartes optimale. Les *glitches* sont des rayons cosmiques énergétiques qui atteignent un bolomètre, produisant ainsi un pic fin et élevé dans le train de données. En général, ils peuvent être repérés et enlevés des données. Les effets systématiques sont des perturbations qui agissent de manière non aléatoire sur les données, contrairement aux bruits. Pour adopter une définition plus rigoureuse, nous pouvons dire que l'on définit un bruit comme toute perturbation stationnaire, corrélée ou pas avec elle-même, et comme systématique toute perturbation non stationnaire. Une perturbation est stationnaire si et seulement si son spectre de puissance ne varie pas au cours du temps, autrement dit, si ses propriétés d'autocorrélation sont constantes. Certains bruits et systématiques peuvent éventuellement être enlevés des données temporelles en décorrélant avec des signaux provenant des thermomètres ou d'autres bolomètres dans le plan focal. Nous ne nous sommes pas essentiellement intéressés à ces problèmes, mais il est important de se rappeler que la construction de cartes que nous présentons en section 4.7 n'est pas connue pour bien fonctionner à tout coup sur des données brutes. En ce qui concerne nos simulations présentes, nous souhaitons tester nos méthodes de construction de cartes sur du bruit blanc (non autocorrélé) et du bruit 1/f (autocorrélé). Ce bruit que nous introduisons dans les trains de données simulés peut être caractérisé par son spectre de puissance statistique, qui suit une loi "1/f":

$$S_n = l_{inf} [1 + (f_c/f)^n] \quad (4.4)$$

où S_n est le spectre de puissance du bruit, l_{inf} le niveau de bruit à fréquence infinie, c'est-à-dire le niveau de bruit blanc, f_c la fréquence de coupure du bruit corrélé et n l'indice spectral. Ces sources de bruit généré de façon stationnaire sont, habituellement, ce qu'il reste dans un train de données nettoyé, après avoir éliminé les autres sources possibles de bruits et de systématiques sans modifier le signal. Ce bruit 1/f est tout à fait caractéristique des mesures bolométriques, et même si, aujourd'hui, les progrès technologiques tendent à diminuer la dérive 1/f, celle-ci reste une règle très habituelle dans les données. Afin de comparer utilement nos différentes stratégies d'observation, nous appliquons nos méthodes de construction de cartes à des trains de données simulés ayant le même niveau de bruit et les mêmes propriétés statistiques, i.e. $n=1$, $f_c=0.1$ Hz et $l_{inf} = 100 \mu K_{CMB}$ rms. (rms: *root mean square* ou écart quadratique moyen.) Cet écart quadratique moyen de bruit blanc est approximativement le niveau attendu pour les bolomètres de Planck (Tauber 2000) avec un taux d'échantillonnage de 100 Hz. Bien entendu, cette valeur relativement faible

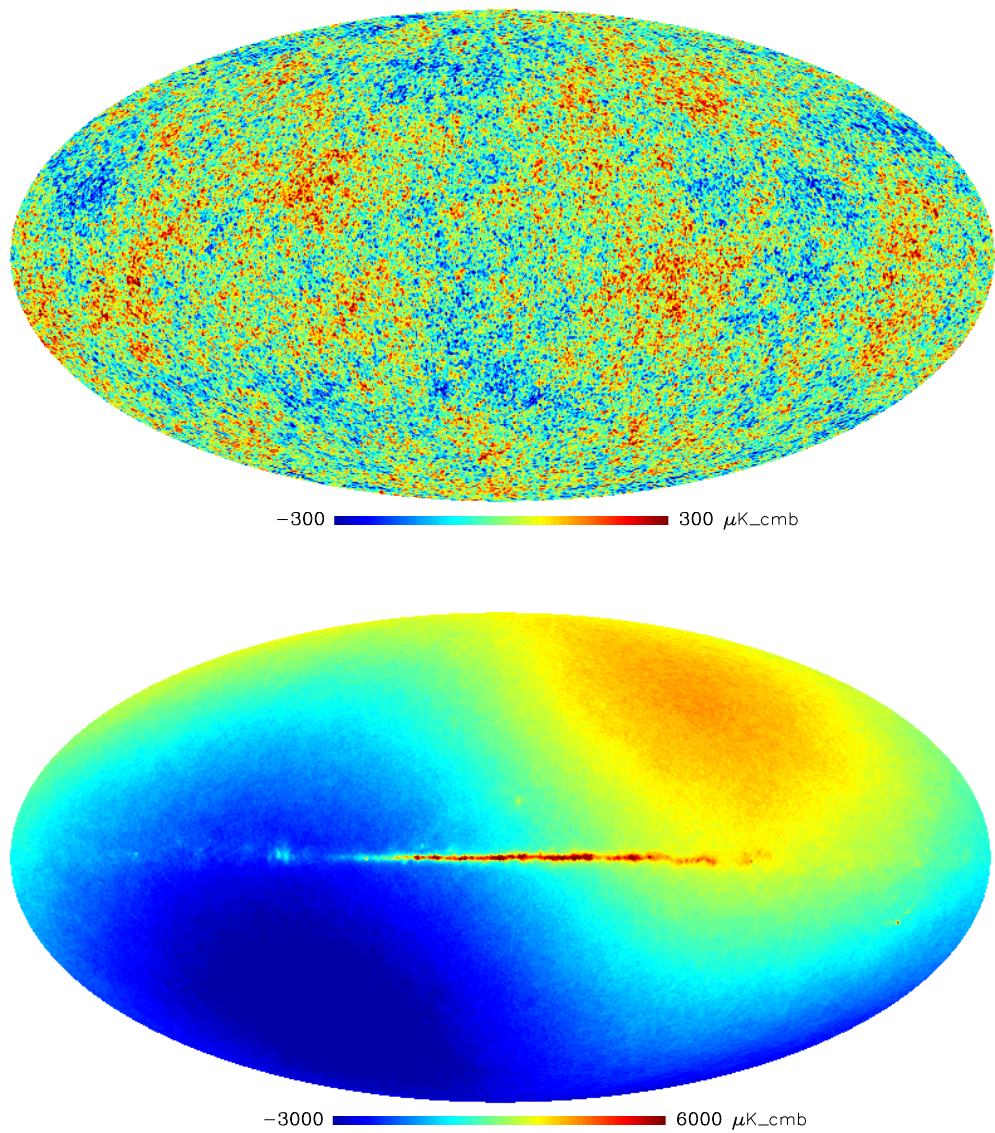


FIG. 4.12 – *Haut*: carte simulée de tout le ciel contenant les fluctuations du CMB avec $\Omega_{\Lambda} = 0.7$, $\Omega_{CDM} = 0.25$, $\Omega_{bar} = 0.05$, $H_0 = 50$, et un indice spectral scalaire des fluctuations égal à 1. *Bas*: carte simulée de tout le ciel contenant le CMB et la Galaxie à 2 mm. Cartes en unité de température du CMB (μK_{CMB}), projections Mollweide galactiques centrées sur le centre galactique.

ne représente que le bruit non corrélé (bruit blanc), alors que la quantité totale de bruit introduit dans la simulation des trains de données est bien supérieure.

4.7 Méthodes de construction de cartes pour les expériences CMB

4.7.1 Pixélisation

Pour construire des cartes de tout le ciel, ou d'une grande partie du ciel, il nous est tout d'abord nécessaire de définir une pixélisation de la sphère céleste. Nous utilisons pour cela le schéma HEALPIX RING, dont la résolution angulaire est définie par le paramètre N_{side} . La taille angulaire du côté du pixel diminue proportionnellement quand N_{side} augmente. Nous présentons nos cartes, simulées et reconstruites, avec $N_{side} = 256$, ce qui découpe la sphère en 786432 pixels. Ce nombre de pixels, tous de même surface et approximativement de même forme, correspond à une surface de 13.5 x 13.5 minutes d'arc carrées par pixel. Ceci correspond bien aux stratégies de balayage que nous avons utilisées. En effet, utiliser $N_{side} = 512$ pixels laisserait beaucoup de trous dans les cartes, à cause du manque d'échantillons de données qui se produirait pour une résolution angulaire si précise, et de ce fait nuirait à leur visibilité et à leur analyse. Afin de pixéliser correctement les cartes d'une expérience donnée, et afin de réaliser l'analyse qui suit la construction de cartes, il est nécessaire d'utiliser des pixels 2 à 3 fois plus petits (il n'y a pas de critère de Nyquist parfaitement défini sur la sphère) que le diamètre du faisceau. Les cartes de beaucoup d'expériences CMB modernes seraient bien pixélisées avec des pixels légèrement plus petits que ceux que l'on utilise, mais cependant, il faudrait stocker des cartes plus lourdes et le temps de calcul serait plus long (car, comme nous le verrons, la convergence des méthodes itératives serait plus lente), sans apporter de résultat significatif supplémentaire à ces investigations. Ici, nous ne traitons pas le problème du faisceau expérimental, et nous ne chercherons pas à déconvoluer l'effet du faisceau sur les données, contrairement à ce que nous avons fait pour PRONAOS (voir section 3.3.3).

4.7.2 Moyennage par pixel

Projeter un train de données sur une carte n'est pas seulement une simple transformation d'un domaine à un autre (1-D vers 2-D), mais surtout la manière simple d'estimer la vraie carte du ciel, en moyennant les échantillons d'un même pixel sur le ciel. Le bruit est ainsi réduit d'un facteur racine carrée du poids, où le poids est le nombre d'échantillons de données tombant dans un pixel. De ce fait, pour accroître le rapport signal sur bruit dans les pixels, il suffit d'augmenter le poids par pixel, c'est-à-dire qu'il faut augmenter la taille des pixels. Cependant, bien entendu, de ce fait on perd de la résolution angulaire dans la carte, et surtout on limite le multipôle l maximum que l'on peut déduire. Pour une pixélisation de type HEALPIX on a:

$$l_{max} = 2 N_{side} \tag{4.5}$$

Chaque élément de la matrice de convolution \mathbf{A} traduit la manière dont un pixel du ciel contribue à un point de mesure, et, inversement, chaque élément de la matrice \mathbf{A}^t

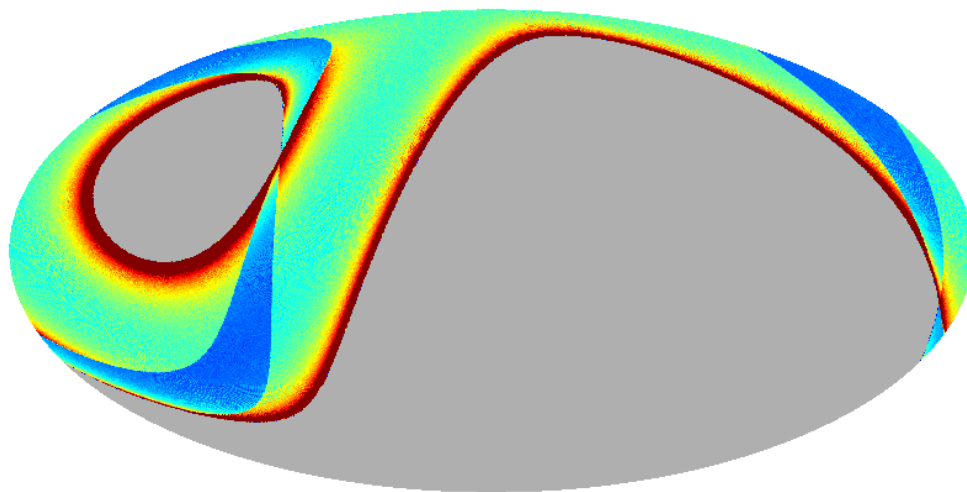
traduit comment un point de données contribue à un pixel de la carte reconstruite. Si l'on considère des tailles de pixel plus grandes que le faisceau, ou que l'on ne tient pas compte de l'effet du faisceau, alors la matrice \mathbf{A}^t est simplement l'addition des points de données dans les pixels, ce qui veut dire que cette matrice est constituée uniquement de 0s et de 1s. Ceci est beaucoup plus facile à manipuler que la matrice réponse (convolution) complète, puisque dans ce cas, la construction de carte simple d'une TOI (voir équation 2.14) est un moyennage par pixel. Dans l'équation 2.14, $\mathbf{A}^t \mathbf{A}$ est alors un simple compteur d'observations par pixel de la carte. Dans ce cas, \mathbf{A} est simplement la déprojection d'une carte (2-D) sur un train de données (1-D). Nous n'avons pas fait d'investigations concernant la déconvolution du faisceau pour les larges TOI, et donc nous considérons des matrices \mathbf{A} et \mathbf{A}^t composées uniquement de 0s et de 1s. Nous présentons en figure 4.13 les cartes de poids pour les trois stratégies d'observation que nous avons décrites. Il est clair que le vol polaire de 24 heures a la meilleure redondance. Nous verrons si ces différences dans la stratégie d'expérimentation et d'observation produisent des différences importantes dans les cartes reconstruites.

Nous présentons en figure 4.14 les trois jeux de données simulés projetés sur une carte en moyennant les données dans les pixels. Les cartes contiennent les fluctuations du CMB, le dipôle et la Galaxie, ainsi que beaucoup de bruit corrélé qui se projette sur les cartes par les stries et draperies bien visibles. Nous présentons également en figure 4.15 les cartes construites en moyennant par pixel uniquement les fluctuations du CMB et le bruit, sans le dipôle et la Galaxie. En effet, il est important de bien se rendre compte que le bruit corrélé introduit noie complètement les fluctuations du CMB. En ce qui concerne cette méthode simple de moyennage par pixel, il est donc clair que la construction des cartes n'est pas satisfaisante. Les stratégies d'observation présentées, qui privilégient plutôt la couverture sur le ciel que la redondance par pixel, ne peuvent donc pas se passer de méthodes de construction de cartes avancées pour réduire le bruit corrélé.

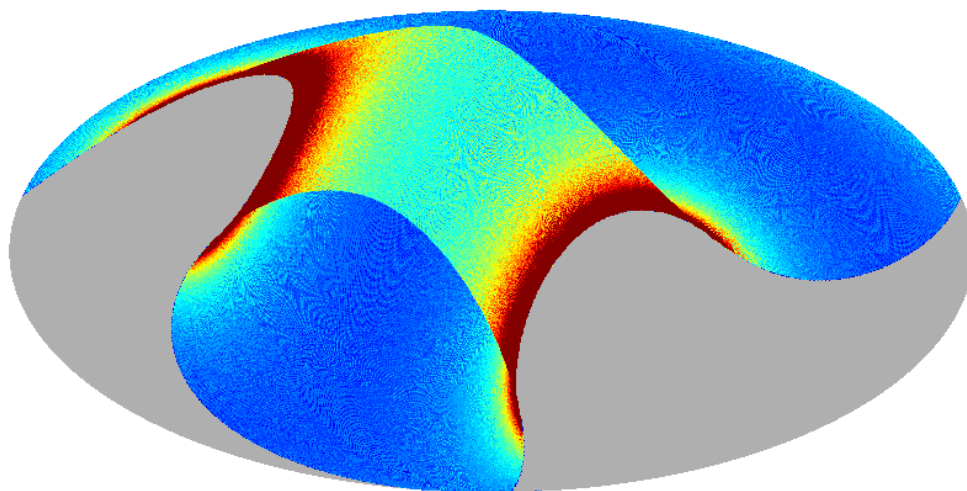
4.7.3 Blanchissage et moyennage par pixel

Puisque la quantité de bruit corrélé n'est pas diminuée efficacement par le processus de moyennage par pixel, il est nécessaire d'appliquer une méthode de construction de cartes optimale (voir section 4.7.5 et suivantes), ou de chercher à réduire la quantité de bruit corrélé dans les données avant de construire la carte. Comme le bruit $1/f$ se trouve principalement, par définition, aux basses fréquences, il est envisageable de filtrer d'une façon ou d'une autre les basses fréquences, afin de laver les données de leur bruit corrélé. Cependant, puisque le bruit $1/f$ se trouve en quantité importante jusqu'à des fréquences relativement élevées, l'application sauvage d'un filtre de "blanchissage" (filtre dont le but est d'éliminer le bruit corrélé, de sorte que le bruit dans les TOI après filtrage soit blanc) suivie d'un moyennage par pixel détruit efficacement le signal en même temps que le bruit corrélé, et ce dans une bande très large de fréquences, et donc de multipôles. Nous présentons en figure 4.16 l'application d'un filtre de blanchissage, construit comme l'inverse de l'ajustement $1/f$ du spectre de puissance du bruit, aux données du vol ballon polaire. Ce résultat, à comparer avec la carte des fluctuations du CMB en figure 4.12, montre très clairement l'effet dévastateur de ce filtrage non optimal.

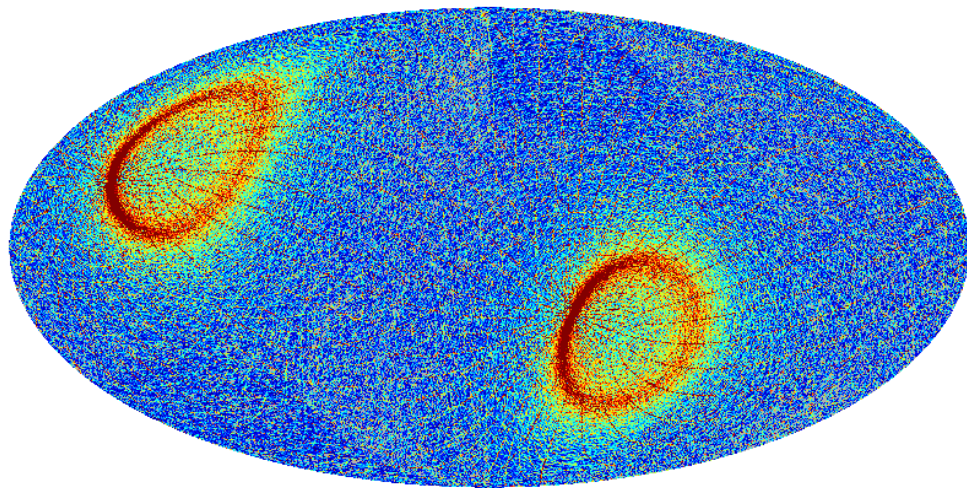
Il semble donc indispensable de se servir plus subtilement des propriétés de corrélation



1.0  50.0



1.0  20.0



2.0  30.0

FIG. 4.13 – *Cartes de poids (nombre d'observations par pixel de 13.5' de côté): en haut, le vol ballon polaire, au centre, le vol ballon équatorial, en bas, la mission satellite, en unité de nombre de points de données par pixel de la carte. Projections Mollweide galactiques centrées sur le centre galactique.*

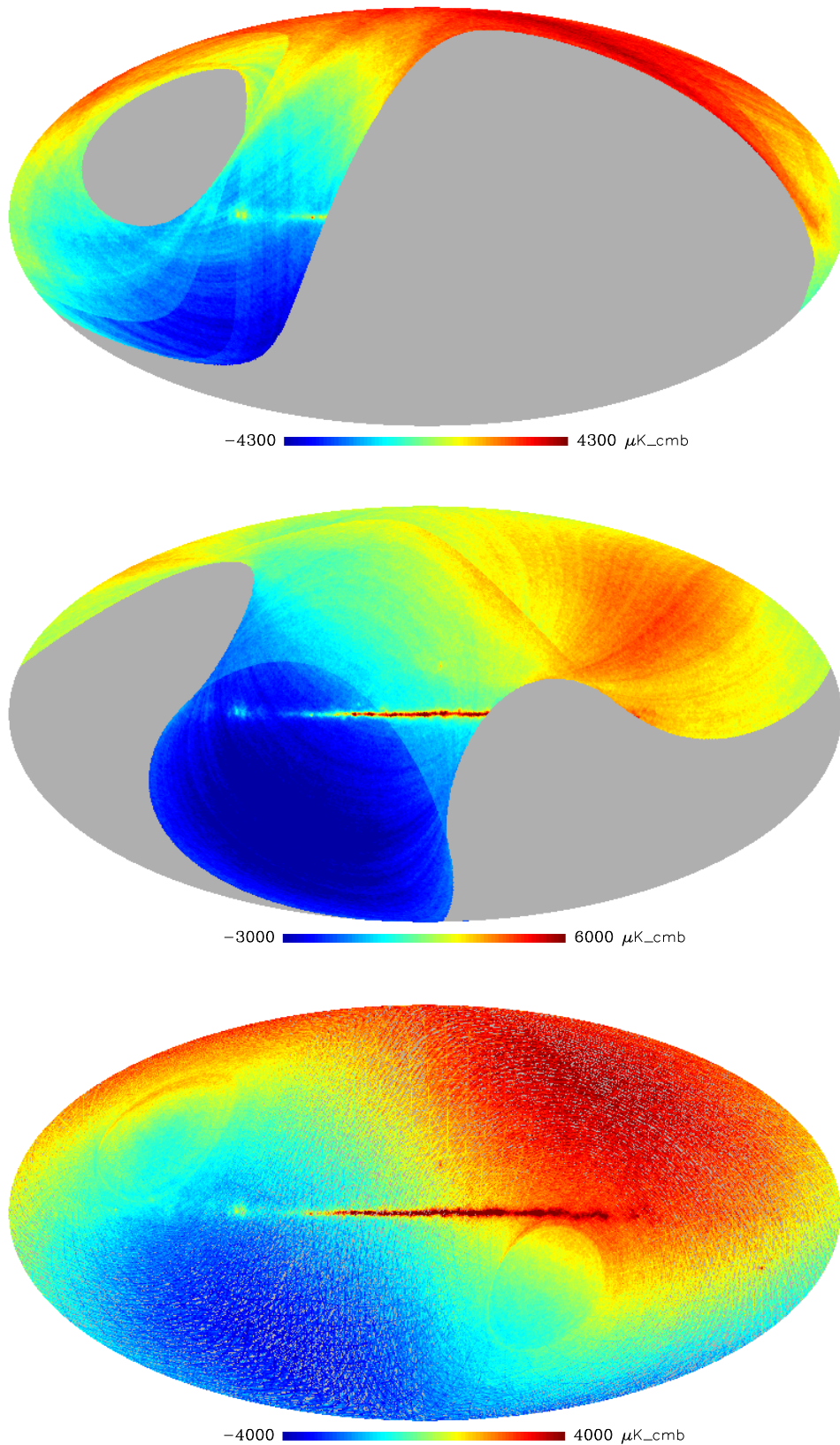


FIG. 4.14 – Cartes réalisées par moyennage par pixel des trois trains de données simulés: en haut, le vol ballon polaire de 24 h, au centre, le vol ballon équatorial de 12 h, en bas, la mission satellite. Les cartes contiennent les fluctuations du CMB, le dipôle et la Galaxie, ainsi que beaucoup de bruit corrélé qui se projette sur les cartes par les stries et draperies bien visibles. Cartes en unité de température du CMB (μK_{CMB}), projections Mollweide galactiques centrées sur le centre galactique.

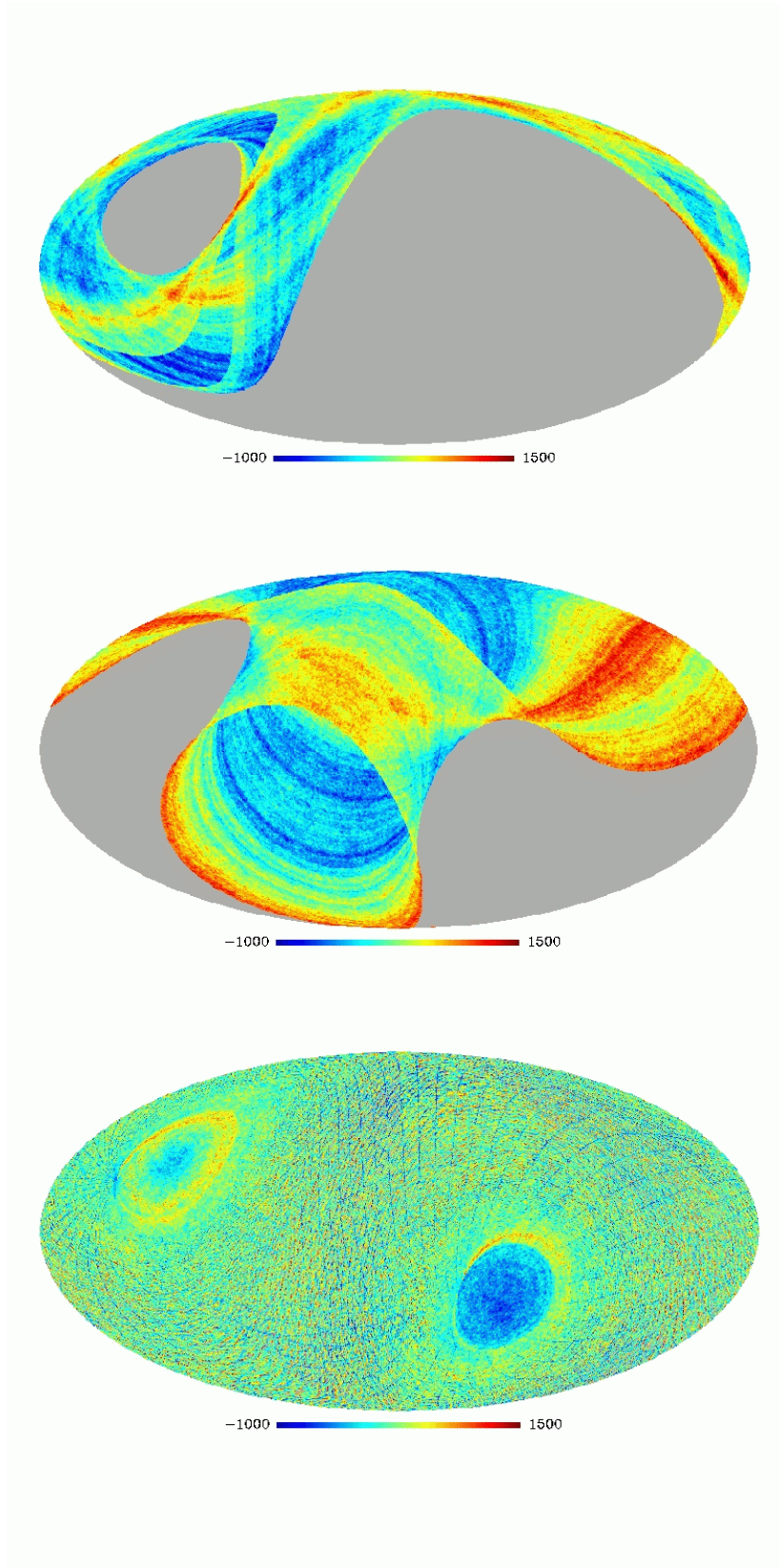


FIG. 4.15 – Cartes réalisées par moyennage par pixel des trois trains de données simulés, avec uniquement les fluctuations du CMB et le bruit: en haut, le vol ballon polaire de 24 h, au centre, le vol ballon équatorial de 12 h, en bas, la mission satellite. Le bruit corrélé se projette sur les cartes par les stries et draperies bien visibles. Cartes en unité de température du CMB (μK_{CMB}), projections Mollweide galactiques centrées sur le centre galactique.

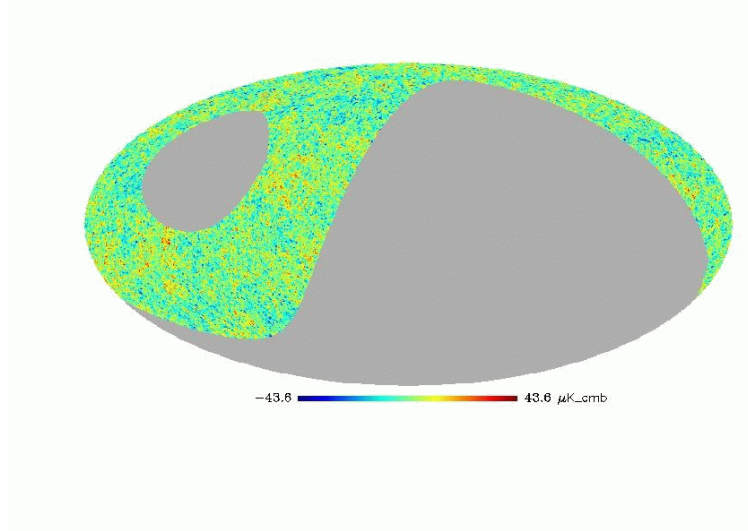


FIG. 4.16 – Carte des fluctuations du CMB construite grâce à un filtre de “blanchissage”, sur les données simulées du vol ballon polaire. Le signal est largement détruit par ce filtre non optimal. Carte en unité de température du CMB (μK_{CMB}), projection Mollweide galactique centrée sur le centre galactique.

du bruit pour construire la carte.

4.7.4 Propriétés de corrélation

Les méthodes optimales de construction de cartes utilisent les matrices de covariance du bruit dans la TOI (\mathbf{N}) et éventuellement du ciel dans la carte (\mathbf{S}). Elles ne peuvent pas être inversées ou même stockées en mémoire pour des données aussi massives.

Cependant, si le bruit est stationnaire dans le domaine temporel, comme c’est le cas pour le bruit $1/f$ et le bruit blanc (les bruits bolométriques habituels), la matrice de corrélation du bruit dans le domaine temporel (\mathbf{N}) est circulante. En clair, ceci signifie que si les propriétés statistiques du bruit, c’est-à-dire le spectre de puissance, ne changent pas au cours du temps (stationnarité), alors la matrice \mathbf{N} s’écrit ligne par ligne en décalant les éléments de la gauche vers la droite à chaque changement de ligne (circularité). Puisque \mathbf{N} est circulante, il en va de même de \mathbf{N}^{-1} . En conséquence, multiplier un vecteur par une telle matrice est équivalent à appliquer une opération de convolution, ce qui signifie réaliser un filtrage dans l’espace de Fourier. En d’autres termes, une matrice circulante dans l’espace réel est diagonale dans l’espace de Fourier.

La matrice de corrélation du bruit doit être une moyenne statistique sur les réalisations, ce qui veut dire qu’un ajustement doit être réalisé sur le vecteur de bruit dans l’espace de Fourier, afin d’éliminer les fluctuations gaussiennes. Le vecteur de bruit dans l’espace de Fourier peut être estimé à partir des données, puisque généralement la queue $1/f$ est bien visible dans le spectre de puissance. Nous ajustons ce spectre du bruit avec la loi en $1/f^n$ décrite par l’équation 4.4.

En ce qui concerne la matrice de covariance du signal, le problème est différent. Pour les fluctuations du CMB uniquement, cette matrice est stationnaire dans le domaine de

la carte, à condition que les fluctuations du CMB forment un champ aléatoire gaussien. De ce fait, la matrice \mathbf{S} (covariance du signal dans la carte) est circulante pour les cartes des fluctuations du CMB uniquement. Cependant, ceci ne signifie pas que la matrice de covariance du signal dans le domaine temporel est elle aussi circulante. Le signal est stationnaire dans les données temporelles si en plus, l'échantillonnage des données sur le ciel est constant, ce qui signifie en pratique que d'une part la vitesse de balayage sur le ciel doit être constante, et que d'autre part la fréquence d'échantillonnage des données doit également être constante. Il n'y a pas de raison particulière pour que la fréquence d'échantillonnage ne soit pas constante. La vitesse de balayage sur le ciel est constante si l'angle de balayage est constant, et que la vitesse de rotation est également constante, ce qui est le cas pour nos expériences simulées. Si la vitesse de rotation n'est pas constante, la stationnarité du signal CMB est perdue dans le domaine temporel. Cependant, le seuil de tolérance à cette condition doit être étudié.

Si l'on considère que les TOI de signal et de bruit sont stationnaires, alors multiplier par $\mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{A}^t$, matrice de covariance du signal dans les TOI, ou \mathbf{N}^{-1} , inverse de la matrice de covariance du bruit dans la TOI, est une convolution, que l'on réalisera comme une multiplication dans l'espace de Fourier.

NB: $\mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{A}^t = \mathbf{\Sigma}$, la matrice de covariance du signal dans les TOI, car:

$$\mathbf{\Sigma} = \langle (\mathbf{A}\mathbf{x})(\mathbf{A}\mathbf{x})^t \rangle = \langle \mathbf{A}\mathbf{x}\mathbf{x}^t\mathbf{A}^t \rangle = \mathbf{A} \langle \mathbf{x}\mathbf{x}^t \rangle \mathbf{A}^t = \mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{A}^t \quad (4.6)$$

4.7.5 Méthode de Wiener directe

Comme mentionné en section 2.2.3, la méthode de Wiener fait l'hypothèse de l'indépendance du signal et du bruit. Pour des données concernant le rayonnement fossile, cette hypothèse est tout à fait valable, mais comme nous l'avons vu pour PRONAOS (section 3.3.3), la réponse des bolomètres aux forts contrastes de flux peut éventuellement nuire à cette supposition dans le cas de données intégrant des sources galactiques très intenses.

La matrice de Wiener 1 (équation 2.8) se réduit au filtrage de Wiener (Wiener 1949) dans le domaine temporel, si quelques conditions sont vérifiées. En effet l'équation 2.8 s'écrit aussi:

$$\mathbf{W} = [\mathbf{A}^t\mathbf{A}]^{-1}\mathbf{A}^t\mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{A}^t[\mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{A}^t + \mathbf{N}]^{-1} \quad (4.7)$$

où $\mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{A}^t$ est la matrice de covariance du signal dans le train de données temporelles, et \mathbf{N} est la matrice de covariance du bruit dans le train de données. De ce fait, si le bruit et le signal sont tous les deux stationnaires dans le domaine temporel, alors la méthode de Wiener 1 consiste simplement à filtrer les données avant de coadditionner dans les pixels. Le filtre optimal de Wiener est alors $\frac{\sigma^2}{\sigma^2 + \nu^2}$ dans le domaine de Fourier, où σ et ν désignent respectivement les transformées de Fourier du signal et du bruit, ajustées pour éliminer les fluctuations aléatoires gaussiennes. Il faut bien noter que deux conditions sont nécessaires pour que le signal soit stationnaire dans le train de données: le signal doit être stationnaire dans la carte et l'observation doit être stationnaire par rapport à la carte, ce qui signifie que la vitesse de balayage et la fréquence d'échantillonnage doivent être

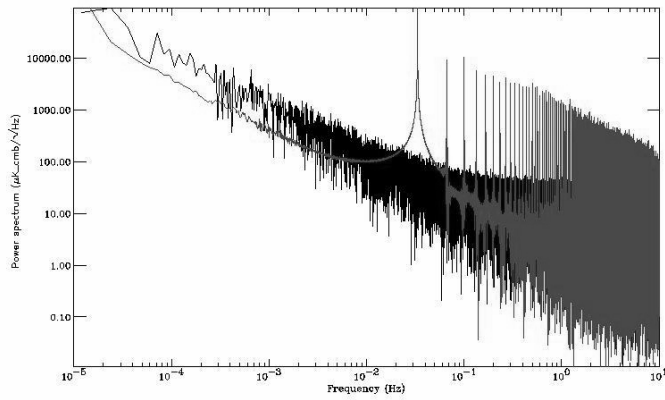


FIG. 4.17 – Spectres de puissance du bruit dans la TOI du vol ballon polaire (noir) et du signal (gris). Les pics de rotation sont bien visibles sur le spectre de puissance du signal.

constantes. L’ajustement du spectre de bruit dans l’espace de Fourier est réalisé comme décrit en section 4.7.4. Le spectre de puissance du signal dans les TOI est dominé par les pics de rotation, et donc approximer la moyenne sur les réalisations par le spectre lui-même n’est pas une mauvaise approximation. Ceci peut être fait facilement même pour des vraies données en simulant l’observation du ciel sur la même zone (sans bruit). Nous présentons en figure 4.17 le spectre de puissance du bruit simulé dans le train de données, ainsi que celui du signal dans les données.

La méthode directe de Wiener est optimale quand elle est appliquée à des signaux aléatoires gaussiens stationnaires, mais nous la testons également sur des ciels non gaussiens et non stationnaires, le premier étant non stationnaire y compris dans la carte, du fait de la présence du signal galactique, le second étant non stationnaire dans le train de données, bien que stationnaire sur la carte, à cause de larges variations de la vitesse de rotation de la nacelle. Nous présentons les résultats de cette étude en section 4.8.1.

4.7.6 Méthode COBE itérative

L’équation 2.6 correspondant à la méthode dite “COBE” ne peut pas être appliquée directement avec des algorithmes vecteurs-seuls, contrairement à la méthode Wiener 1. En effet, il y a des inversions matricielles nécessaires à l’application directe de cette méthode COBE. Il faut donc trouver une méthode qui permette de résoudre le même problème (décrit par la même équation) de façon indirecte. L’astuce consiste à résoudre:

$$[\mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}] \tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{y} \quad (4.8)$$

Cette forme permet d’éviter la lourde inversion matricielle, mais elle nécessite un schéma itératif pour résoudre ce système linéaire. Le schéma itératif général correspondant à cette équation est:

$$\alpha \tilde{\mathbf{x}}_{n+1} = \alpha \tilde{\mathbf{x}}_n + \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{y} - [\mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}] \tilde{\mathbf{x}}_n \quad (4.9)$$

où α est un opérateur linéaire quelconque agissant sur un vecteur, c'est-à-dire une matrice carrée quelconque. Nous avons testé cet algorithme sur des simulations et les données Archeops (voir section 4.9.2), avec α étant un scalaire. En testant la méthode avec différents α , nous concluons que la matrice identité est le meilleur itérateur, au vu de la convergence (ou pas) et de sa rapidité.

Un autre schéma peut être développé, en faisant converger la carte de bruit plutôt que la carte du ciel reconstruit, comme décrit par Prunet (2001). Ceci peut être meilleur pour la stabilité de la méthode itérative, car le signal peut être plus ennuyeux que le bruit instrumental: des points intenses galactiques, par exemple, peuvent mal réagir au filtrage et créer des stries sur les cartes. Le schéma d'itération sur le bruit fonctionne grâce à l'astuce consistant à faire le changement de variable de $\tilde{\mathbf{x}}$ à $\hat{\mathbf{x}}$:

$$\hat{\mathbf{x}} = [\mathbf{A}^t \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{y} - \tilde{\mathbf{x}} \quad (4.10)$$

On peut montrer immédiatement que cette expression correspond à la carte de bruit à laquelle on ajoute l'erreur de reconstruction. L'équation 4.10 conduit à réécrire l'équation 4.9:

$$\alpha \hat{\mathbf{x}}_{n+1} = \alpha \hat{\mathbf{x}}_n + \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{z} - [\mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}] \hat{\mathbf{x}}_n \quad (4.11)$$

où l'on a:

$$\mathbf{z} = \mathbf{A} [\mathbf{A}^t \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{y} - \mathbf{y} \quad (4.12)$$

\mathbf{z} est donc la différence entre la TOI cartographiée par moyennage par pixel et déprojetée, et la TOI. \mathbf{z} est donc un train de données représentant l'opposé du bruit éliminable par moyennage par pixel. Nous voyons donc bien que l'équation 4.11 consiste à itérer sur le bruit plutôt que sur le signal. Si cet algorithme converge, alors la solution donnée par la convergence est exactement la solution optimale du problème de construction de cartes. La preuve en est que si cela converge, alors on a $\hat{\mathbf{x}}_{n+1} = \hat{\mathbf{x}}_n$ quand n tend vers l'infini, et donc l'équation 4.11 se réduit à l'équation COBE (2.6) sur le bruit. Bien entendu, cette unique solution du problème de construction de cartes est quelque peu différente de la carte du vrai ciel, la différence étant caractérisée par la matrice de covariance du bruit décrite en section 4.7.7. Le cas itératif $\alpha = 1$ est en fait l'itérateur le plus simple que l'on puisse imaginer, mais il fonctionne très bien sur les simulations et les vraies données que nous avons traitées.

Il faut noter qu'une méthode similaire à la nôtre a été développée simultanément au sein de la collaboration Archeops, par Doré *et al.* (2001). Bien que leur méthode soit dérivée différemment, par une approximation de l'itérateur de Jacobi, et formulée différemment, il s'agit d'après nos investigations ultérieures du même itérateur que le nôtre lorsque l'on utilise $\alpha = 1$.

Nous présentons en section 4.8 les cartes construites par la méthode COBE itérative sur le bruit.

4.7.7 Matrice de covariance du bruit dans la carte

La matrice de covariance du bruit résiduel dans la carte reconstruite, dans le cas de la méthode COBE, est décrite par l'équation suivante:

$$\mathbf{B} = [\mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}]^{-1} \quad (4.13)$$

Elle correspond à la quantité de bruit restant dans la carte finale, bruit qui possède éventuellement des corrélations résiduelles. Calculer cette matrice par la force brute n'est bien entendu pas possible non plus, pour les larges TOI des expériences CMB modernes. Une façon de la calculer exactement consiste à appliquer le filtrage optimal décrit en section 4.7.4 pour effectuer l'opération $\mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}$ colonne par colonne de \mathbf{A} . Le nombre de colonnes de la matrice réponse de l'instrument \mathbf{A} est le nombre de pixels dans la carte à reconstruire. Si ce nombre de pixels est suffisamment faible, il est donc possible d'effectuer cette opération, d'appliquer \mathbf{A}^t c'est-à-dire d'additionner dans les pixels chaque colonne filtrée de \mathbf{A} . Il faut donc réaliser n filtrages et n cartographies, n étant le nombre de pixels, puis inverser la matrice $n \times n$ ainsi créée. Pour des cartes de quelques centaines ou quelques milliers de pixels, cette opération est réalisable quelle que soit la taille des colonnes, c'est-à-dire des TOI. En revanche, des cartes à pleine résolution d'Archeops ou Planck ne peuvent clairement pas donner lieu au calcul exact de la matrice de covariance du bruit. Celle-ci peut alors être estimée par bouts à petite échelle et exactement à grande échelle. En effet, pour des cartes réalisées avec de larges pixels, il est possible de calculer exactement cette matrice de covariance du bruit. Il est aussi possible de la calculer pour des morceaux de cartes réalisées à pleine résolution.

4.7.8 Méthode de Wiener itérative

Bien qu'identique à la matrice Wiener 1 (équation 2.8), la matrice Wiener 2 (équation 2.13) est d'un point de vue algorithmique plus proche de la matrice COBE (équation 2.6). De ce fait, le schéma itératif que nous retenons pour mettre en œuvre une méthode de Wiener itérative est proche de celui de la méthode COBE itérative. Voici ce nouveau schéma itératif:

$$\alpha \hat{\mathbf{x}}_{n+1} = \alpha \hat{\mathbf{x}}_n + \mathbf{u} - [\mathbf{S}^{-1} + \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A}] \hat{\mathbf{x}}_n \quad (4.14)$$

où l'on a:

$$\mathbf{u} = \mathbf{A}^t \mathbf{N}^{-1} [\mathbf{A} [\mathbf{A}^t \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{y} - \mathbf{y}] + \mathbf{S}^{-1} [\mathbf{A}^t \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{y} \quad (4.15)$$

Comme nous l'avons montré pour la méthode COBE itérative, la limite de convergence est l'exacte solution du problème de construction de cartes de Wiener. Ce schéma itératif demande de manipuler à la fois la matrice \mathbf{N} , covariance du bruit dans le train de données, que nous traitons comme un filtre dans l'espace de Fourier comme d'habitude, mais aussi la matrice \mathbf{S} de covariance du signal dans la carte. La manipuler en tant que matrice n'est pas possible pour la pixélisation à petite échelle que nous utilisons, et qui est nécessaire

pour les expériences CMB modernes. Cependant, le schéma HEALPIX RING est stationnaire par rapport à la sphère céleste, car il la pixélise en faisant un anneau autour de la sphère du pôle nord au pôle sud, avec des pixels de surfaces égales. Le signal du CMB étant stationnaire sur la sphère, il l'est également dans la pixélisation HEALPIX RING. Ainsi, filtrer un vecteur HEALPIX (*i.e.* une carte) dans l'espace de Fourier par un filtre créé à partir de l'autocorrélation du signal CMB est optimal. Nous traitons donc le problème de la multiplication par \mathbf{S}^{-1} comme un filtrage dans le schéma HEALPIX RING. Cependant, il ne faut pas qu'il y ait de grands trous dans la carte des données, car ceci nuirait à la stationnarité du ciel dans le schéma HEALPIX. Cela signifie que pour des cartes telles que celles des vols ballons simulés, ou les cartes d'Archeops, le filtrage dans le schéma HEALPIX RING doit être effectué par bouts, séparément pour chaque partie du ciel observée qui est continue dans le schéma de pixélisation. Une autre méthode consiste à définir une autre pixélisation, adaptée à une observation donnée. Cependant, notre expérience satellite de cartographie complète du ciel est particulièrement bien adaptée pour tester cette méthode de construction de cartes, puisque les trous dans la carte à $N_{side} = 256$ sont très peu nombreux. Nous pouvons donc filtrer la carte en entier.

Cette méthode de Wiener itérative est une originalité de notre travail, par rapport à la méthode COBE itérative qui a été développée simultanément par une autre équipe. Nous présentons les résultats de l'application de cette méthode de Wiener en section 4.8.3.

4.7.9 Généralisation des méthodes itératives

Le schéma itératif sur le bruit peut être généralisé de sorte à équilibrer l'influence de la connaissance *a priori* de la corrélation du signal dans le processus de construction de cartes. Ceci est réalisé par la méthode de construction de cartes décrite en section 2.2.5 par l'équation 2.15. Il s'agit de la méthode Saskatoon (Tegmark *et al.* 1997, Tegmark 1997) qui permet de choisir le rapport signal sur bruit dans la carte reconstruite. Nous construisons la méthode itérative correspondante en appliquant le même schéma sur le bruit que pour la méthode de Wiener itérative, à ceci près que le facteur η (scalaire) s'applique sur la matrice \mathbf{S}^{-1} . Nous présentons également les résultats de cette méthode en section 4.8.3.

4.8 Application des méthodes de construction de cartes aux données simulées

4.8.1 Étude des méthodes sur l'expérience ballon polaire

Étude de la méthode COBE itérative

Nous avons réalisé 1000 itérations avec la méthode COBE pour les données simulées du vol ballon polaire contenant les fluctuations du CMB, le dipôle, la Galaxie et le bruit instrumental (blanc et $1/f$). Nous présentons en figure 4.18 (haut) l'évolution du rms de la carte de différence entre le ciel reconstruit à l'itération i (abscisse) et le vrai ciel simulé. Il s'agit de l'évolution du bruit résiduel global dans la carte. Comme on le voit, la méthode converge vers une valeur faible bien définie de ce rms de bruit. Le niveau de bruit blanc moyenné dans les pixels apparaît comme un trait horizontal à $21.1 \mu K_{CMB}$ en rms. En

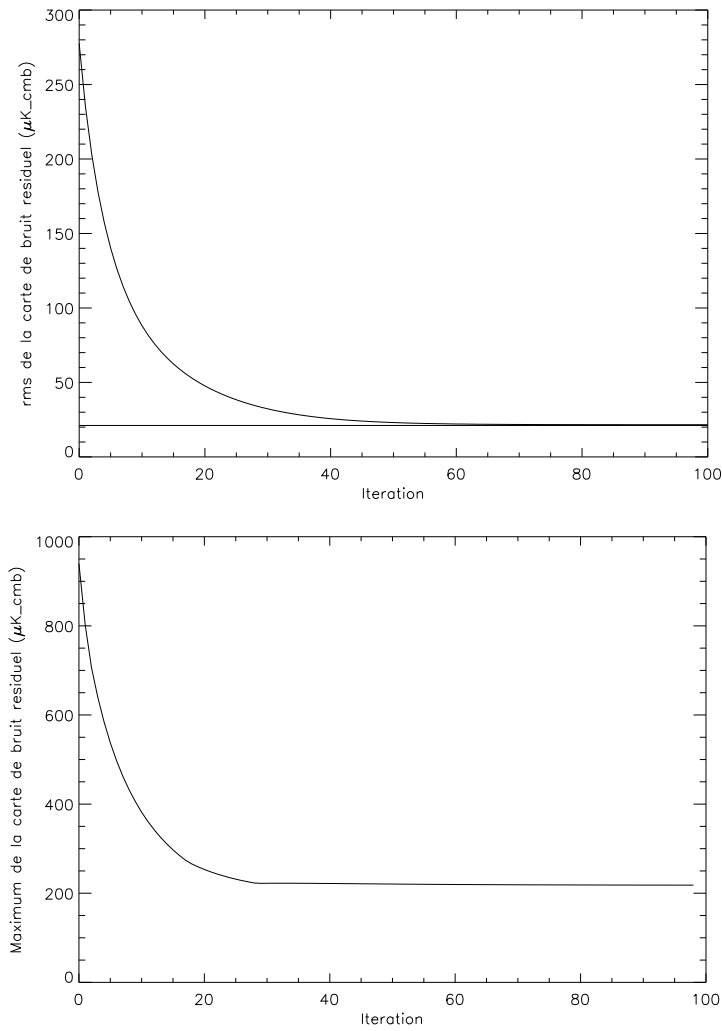


FIG. 4.18 – *Haut*: évolution du rms de la carte de différence entre le ciel reconstruit à l’itération i (abscisse) et le vrai ciel simulé. Le niveau de bruit blanc correspond au trait horizontal à $21.1 \mu K_{CMB}$. *Bas*: évolution du maximum de la carte de bruit résiduel.

figure 4.18 (bas), nous présentons le graphe d’évolution du pire pixel de la carte, c’est-à-dire que nous considérons à chaque itération le pixel le moins bien reconstruit de la carte, i.e. celui qui a le bruit résiduel le plus grand en valeur absolue.

La convergence est atteinte après environ 50 itérations. Le bruit résiduel atteint est de $21.6 \mu K_{CMB}$ rms. Nous présentons les résultats en termes de rms de bruit résiduel en table 4.8.1. Nous vérifions que nous avons bien atteint la convergence en observant l’évolution du rms global du bruit résiduel, mais également l’évolution individuelle par pixel, l’aspect de la carte et le spectre de puissance en C_l .

Nous devons comparer ce résultat sur le bruit résiduel à la quantité de bruit blanc moyenné dans la carte. On peut calculer théoriquement le rms du bruit blanc dans la carte par l’expression:

TAB. 4.3 – Cette table présente les quantités de bruit dans les cartes provenant de données contenant les fluctuations du CMB et le bruit instrumental. La première ligne présente le rms du bruit dans les cartes coadditionnées, la seconde le rms du bruit blanc (non corrélé), la troisième le rms du bruit résiduel après convergence de la méthode COBE itérative, la quatrième celui de la méthode de Wiener itérative. La dernière ligne montre le rms du bruit résiduel pour la méthode de Wiener directe. Les unités sont des μK_{CMB} .

	Polaire 24 h	Polaire 24 h vitesse non cste	Équatorial 12 h	Satellite
Bruit total rms dans la carte	349.7	352.5	498.6	378.4
Bruit blanc rms dans la carte	21.06	21.37	40.84	38.14
Résidu rms COBE itér.	21.61	-	42.13	38.93
Résidu rms Wiener itér.	-	-	-	38.93
Résidu rms Wiener direct	22.82	33.82	32.34	41.40

$$n_{rms}^2 \cdot \Sigma_i w_i^{-1} / N_{pix} \quad (4.16)$$

où n_{rms} est le niveau rms de bruit blanc dans le train de données, w_i le poids dans le pixel i et N_{pix} le nombre total de pixels observés. La somme se fait bien sûr sur les pixels observés. Afin de déduire le rms du bruit blanc dans la carte, on peut également simuler un train de données de bruit blanc et faire une carte. Le niveau rms de bruit blanc dans la carte du vol polaire est de 21.1 μK_{CMB} , ce qui est très proche de la quantité de bruit résiduel. Ceci montre que la reconstruction effectuée est très performante, puisque la quasi-totalité du bruit corrélé présent dans le train de données est éliminée dans la carte optimale. La carte reconstruite ne fait pas apparaître de différences à l'œil par rapport à la carte du ciel simulée (fig. 4.12). Nous présentons en figure 4.19 la carte de bruit résiduel. Les structures de bruit visibles dans cette carte sont produites par la granularité du bruit blanc, dont l'amplitude dépend du poids par pixel. Aucune strie, signature d'éventuels bruits corrélés, n'est visible dans cette carte. Ceci confirme que la méthode itérative élimine presque complètement le bruit corrélé. De plus, le graphe en bas de la figure 4.18 montre qu'il n'y a pas de pixels exclus de la convergence générale.

En figure 4.20, nous présentons le spectre de puissance en C_l de la carte construite par moyennage par pixel, de la carte de bruit résiduel après convergence de la méthode itérative, et de la carte de bruit blanc. Tous les spectres sont corrigés de l'effet de la fraction de ciel couverte. Les échelles en ordonnée des deux graphes montrent très bien à quel point la méthode itérative est supérieure au moyennage par pixel. Le spectre de bruit est très proche de celui d'un bruit blanc (c'est-à-dire plat en C_l) au-dessus de $l \approx 50$, mais montre une corrélation résiduelle faible aux plus grandes échelles. Puisque la convergence

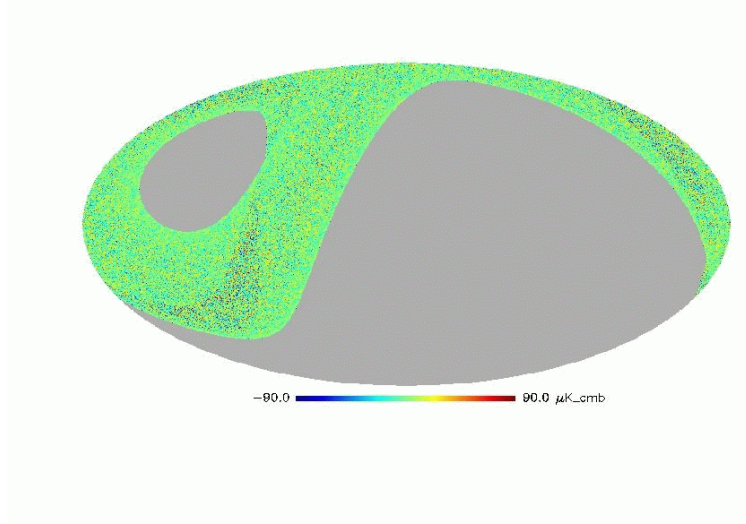


FIG. 4.19 – Carte de bruit résiduel obtenue par la méthode itérative COBE appliquée sur les données simulées du vol polaire. La quasi-totalité de ce résidu est clairement le bruit blanc moyenné. Projection Mollweide galactique centrée sur le centre galactique.

a été atteinte, la carte obtenue est la solution du problème de construction de cartes, pourtant nous observons qu'une petite quantité de bruit corrélé se tapit toujours aux grandes échelles. Ceci s'explique par le fait que ces stratégies d'observation ne contraignent pas parfaitement les grandes échelles, car il y a relativement peu de balayages croisés. Ces grandes échelles étant au départ les plus bruitées, par définition du bruit $1/f$, il apparaît naturel qu'une partie du bruit corrélé soit toujours présent après convergence. Une méthode telle que MASTER (Hivon *et al.* 2002) peut être capable de prendre en compte cet excès de bruit à grande échelle dans le calcul du spectre de puissance angulaire. Cependant, ce bruit résiduel corrélé est extrêmement faible, même aux plus grandes échelles, et ne pourrait avoir à être pris en compte que pour des mesures extrêmement précises des bas l , avec une précision de mieux que $0.05 \mu K^2$ sur les C_l aux grandes échelles (précision utile uniquement si l'on s'intéresse à mesurer extrêmement précisément la variance cosmique!)

NB: la variance cosmique, signature de la réalisation d'Univers dans laquelle nous vivons, se traduit par des fluctuations du spectre de puissance du CMB autour de la valeur moyenne théorique.

Nous avons également testé la méthode COBE itérative sur des trains de données contenant uniquement les fluctuations du CMB et le bruit instrumental. Pour obtenir une TOI de vraies données sans la Galaxie, il est possible, par exemple, de décorréler d'avec un bolomètre à plus courte longueur d'onde. En effet, beaucoup d'expériences CMB ont des canaux à haute fréquence (par exemple, les bandes de Planck et Archeops à 353 et 545 GHz) dans lesquels les fluctuations du CMB sont négligeables. Ces canaux sont utilisés comme traceurs de l'émission de la poussière galactique. La façon de décorréler les canaux CMB de l'émission de la poussière est habituellement de le faire après le processus de construction de cartes, dans le processus de séparation de composantes. Cependant, il est également possible de décorréler l'émission galactique dans le train de données, bien

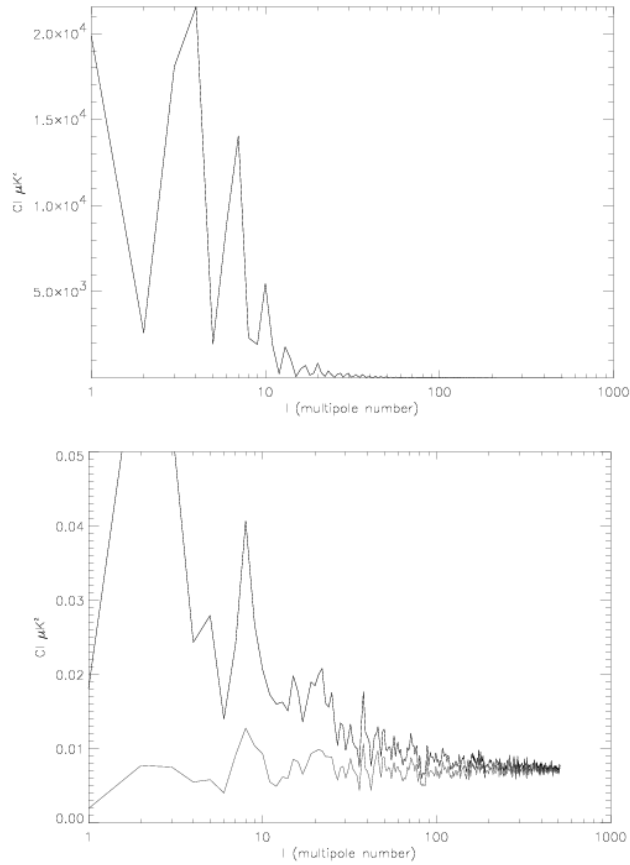


FIG. 4.20 – *Haut*: spectre de puissance en C_l de la carte de bruit résiduel du vol polaire construite par moyennage par pixel. *Bas*: spectre de puissance en C_l de la carte de bruit résiduel après convergence, et de la carte de bruit blanc (courbe la plus basse, en gris). Chaque spectre est corrigé de l'effet de la fraction de ciel couverte. Les échelles en ordonnée des deux graphes montrent très bien à quel point la méthode itérative est supérieure au moyennage par pixel. Le spectre de bruit est très proche de celui d'un bruit blanc (c'est-à-dire plat en C_l) au-dessus de $l \approx 50$, mais montre une corrélation résiduelle (extrêmement faible) aux plus grandes échelles.

que cela puisse causer de la propagation de bruit dans la TOI du canal CMB. La façon correcte de le faire nous semble d'obtenir tout d'abord une carte galactique aussi propre que possible (d'après des bolomètres à haute fréquence, ou même d'après des cartes galactiques provenant d'autres observations telles qu'IRAS, etc), puis de ré-échantillonner cette carte avec la stratégie d'observation correspondant au train de données que l'on veut décorréler. Cependant, nous devons aussi mentionner que beaucoup d'expériences CMB n'observent pas du tout la Galaxie, et donc obtiennent directement des trains de données contenant presque uniquement le CMB.

Le bruit résiduel obtenu dans la carte reconstruite des fluctuations du CMB uniquement est le même que celui que nous obtenons pour les données complètes (avec la Galaxie et le dipôle). Ceci montre que la méthode COBE itérative est aussi efficace avec des signaux très différents les uns des autres, comme nous pouvions l'attendre d'après la théorie, puisque les propriétés de corrélation du signal n'interviennent pas dans la méthode COBE (équation 2.6).

Cet algorithme itératif est très efficace mais un peu lent: le temps CPU nécessaire sur un processeur Pentium III à 500 MHz est d'environ une heure pour 25 itérations, pour les huit millions de points de données traités. Cependant, nous verrons un peu plus loin que le nombre d'itérations nécessaire pour atteindre la convergence peut être considérablement réduit si l'on utilise une première estimation non nulle de la carte du ciel. Il est aussi possible d'accélérer ce genre de méthodes itératives par des algorithmes multi-échelles (Doré *et al.* 2001), qui utilisent le fait que les cartes de résolution plus grossière ont besoin de moins d'itérations pour converger.

Étude de la méthode de Wiener directe

Nous avons appliqué la méthode directe Wiener 1 aux mêmes trains de données. Cette méthode est particulièrement bien adaptée à des signaux uniquement CMB, puisque la stationnarité est alors parfaitement vérifiée, et plus fondamentalement car la méthode de Wiener est optimale quand à la fois le signal et le bruit sont des champs aléatoires gaussiens. La méthode directe de Wiener fonctionne de façon très satisfaisante sur les données contenant uniquement les fluctuations du CMB (et bien sûr le bruit): le rms de la carte de différence entre la carte reconstruite ainsi et le vrai ciel simulé est de $22.8 \mu K_{CMB}$, ce qui est proche du niveau de bruit blanc. Nous présentons en figure 4.21 la carte de bruit résiduel obtenue en utilisant cette méthode de Wiener directe. Ce résultat est à comparer avec l'application d'un filtre de blanchissage en section 4.7.3 (figure 4.16). La différence montre très clairement que le choix du filtre est particulièrement crucial pour ces méthodes directes. Le filtre optimal de Wiener est clairement le mieux adapté.

Néanmoins, un peu de striage résiduel est observable sur la carte de bruit en figure 4.21. Ceci montre que le filtrage de Wiener traite les données d'une manière très différente de la méthode itérative. Celle-ci enlève le bruit corrélé graduellement, pour obtenir une carte finale parfaitement destriée, alors que le filtre direct de Wiener traite les données de sorte à construire proprement la carte du ciel. Dans cette méthode, c'est le signal qui est restauré, non le bruit corrélé qui est enlevé. Ceci peut expliquer pourquoi du bruit corrélé se trouve toujours dans la carte finale, alors que la quantité totale de bruit dans la carte construite est très faible. En fait, l'important n'est pas seulement la quantité de bruit

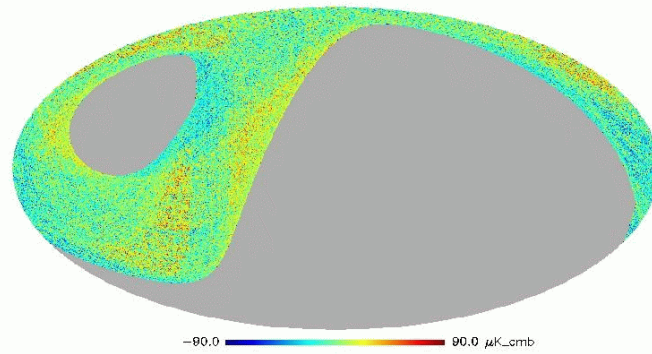


FIG. 4.21 – Carte de bruit résiduel obtenue par la méthode de Wiener directe appliquée sur les données CMB simulées du vol polaire. Il y a un peu de striage résiduel, contrairement à ce qui est obtenu après itérations. Projection Mollweide galactique centrée sur le centre galactique.

rester dans la carte finale, mais surtout sa “blancheur”, c’est-à-dire son caractère non autocorrélé. Si le bruit résiduel est corrélé de façon significative, alors la matrice du bruit dans les pixels de la carte reconstruite n’est pas diagonale, ce qui peut poser problème pour l’estimation du spectre en C_l . Le spectre en C_l de la carte reconstruite par la méthode de Wiener directe montre que de la puissance est supprimée à toutes les échelles, alors que ce n’est pas le cas pour la méthode COBE itérative, pour laquelle le spectre de puissance ne montre pas de différence significative par rapport au spectre du vrai ciel (voir figure 4.22).

Afin d’accélérer la convergence des méthodes itératives, nous pouvons utiliser une première estimation non nulle de la carte, la meilleure étant la carte produite par la méthode directe de Wiener. Il est important de bien comprendre que quelle que soit la première estimation, ce qui définit la solution exacte est uniquement l’équation de construction de cartes choisie. Choisir une carte produite par une méthode de Wiener comme premier estimateur d’une méthode COBE accélère la convergence mais n’influence en aucune manière la carte itérée finale.

Nous souhaitons enfin tester comment le manque de stationnarité du signal peut nuire au filtrage direct de Wiener. Nous testons donc la méthode sur un train de données contenant le CMB et la Galaxie, plus le bruit instrumental. Nous la testons également sur une TOI de CMB avec bruit, souffrant d’une vitesse de balayage extrêmement non constante, le faisceau faisant des écarts sinusoidaux de 30 degrés d’amplitude 17 fois par minute. La carte Wiener directe du train de données incluant la Galaxie est assez mal reconstruite. En effet, des stries sont toujours visibles et le bruit résiduel atteint $257 \mu K_{CMB}$ en rms. Ceci n’est pas surprenant dans la mesure où le signal galactique très intense nuit très clairement à la stationnarité du signal. Le filtrage direct de Wiener n’est donc pas adapté à des trains de données contenant du signal galactique de façon importante. C’est pourquoi il devrait

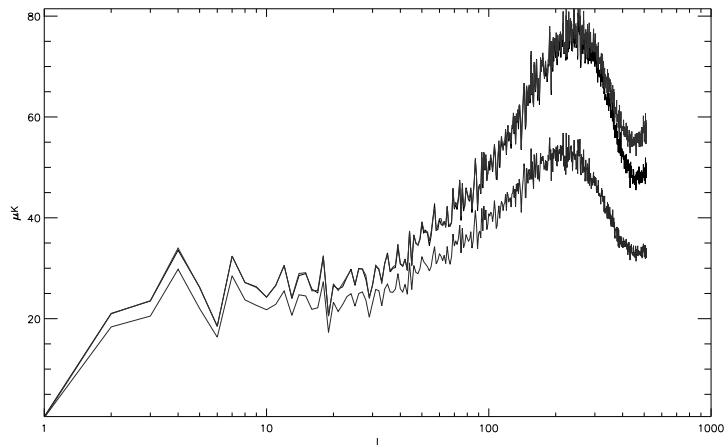


FIG. 4.22 – Spectres de puissance en C_l de la carte du CMB (noir), de celle reconstruite par la méthode COBE (courbe grise quasiment confondue avec la première) et de celle construite par la méthode de Wiener directe (grise, en bas).

être appliqué à des trains de données dont les avant-plans ont été enlevés auparavant, ou à des observations réalisées loin du plan galactique. En revanche, la carte Wiener directe est bien reconstruite pour les données CMB ayant une vitesse de rotation extrêmement non stationnaire. Le bruit résiduel est de $33.8 \mu K_{CMB}$ en rms, ce qui n'est pas mauvais comparé aux $21.4 \mu K_{CMB}$ rms de bruit blanc dans la carte, mais qui est bien entendu moins bon que les $22.8 \mu K_{CMB}$ rms de bruit résiduel obtenu avec le même traitement sur des données bénéficiant d'une vitesse de rotation constante. Cependant, le bon résultat que nous obtenons avec ces données échantillonnées d'une manière catastrophique montre la robustesse de la méthode de Wiener directe.

4.8.2 Étude comparée des stratégies d'observation

Nous avons appliqué la méthode COBE itérative avec la carte Wiener directe comme premier estimateur, aux données du vol ballon équatorial et du satellite, avec les fluctuations du CMB et le bruit instrumental. Encore une fois, cette méthode peut également être appliquée aux signaux incluant la Galaxie. La seule différence consiste dans le fait que puisque l'estimateur direct de Wiener n'est pas aussi bon que pour les données CMB + bruit, le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre la convergence et donc une carte parfaitement destriée est plus important. Les cartes produites par cette méthode itérative sur les données du vol équatorial et du satellite sont également très satisfaisantes. Pour les données simulées du vol équatorial, la carte de bruit résiduel a un rms de $42.1 \mu K_{CMB}$, avec $40.8 \mu K_{CMB}$ rms de bruit blanc. Pour les données du satellite, la carte de bruit résiduel a un rms de $38.9 \mu K_{CMB}$, avec $38.1 \mu K_{CMB}$ rms de bruit blanc. Les résidus de la méthode COBE itérative sont proches de la quantité de bruit blanc, et les rapports résidu sur bruit blanc sont quasiment constants. Bien sûr, le bruit résiduel est plus important pour les expériences de plus faible redondance, mais l'efficacité de la méthode itérative n'est pas diminuée, ni la blancheur du bruit final dans les cartes. En particulier, ceci

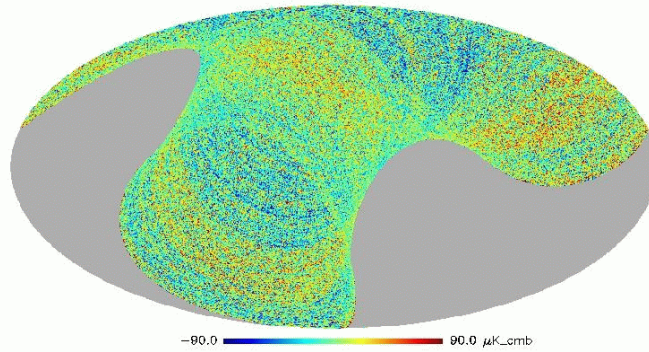


FIG. 4.23 – Carte de bruit résiduel obtenue par la méthode de Wiener directe appliquée sur les données CMB simulées du vol équatorial. Il y a un peu de striage résiduel, contrairement à ce qui est obtenu après itérations, et même si la quantité de bruit résiduel total est extrêmement faible. Projection Mollweide galactique centrée sur le centre galactique.

montre que la présence de nombreux balayages croisés n'est pas cruciale pour le processus de construction de cartes utilisé.

Il est intéressant de noter que dans le cas du vol équatorial, le filtre direct de Wiener produit un bruit résiduel plus faible que la méthode itérative, et même plus faible que le bruit blanc moyenné dans les pixels. Cependant, la carte de bruit résiduel que nous présentons en figure 4.23 fait apparaître du striage résiduel. Ceci peut s'expliquer par les propriétés du filtrage de Wiener, qui cherche à reconstruire la carte en minimisant l'erreur globale de reconstruction, mais sans que les propriétés de corrélation du bruit soient prises en compte de manière aussi précise que pour la méthode itérative. Il reste donc des stries, même si la solution trouvée est optimale pour la réduction du bruit global.

4.8.3 Étude des méthodes itératives Wiener et généralisée

Comme expliqué en section 4.7.8, notre cartographie satellite de tout le ciel est particulièrement intéressante pour tester les méthodes itératives de Wiener ou associées. La méthode fonctionne très bien, même sans premier estimateur du ciel, mais est nettement plus rapide en utilisant une carte Wiener 1 directe comme premier estimateur. Nous présentons en figure 4.24 la carte de bruit résiduel produite après avoir atteint la convergence. Cette carte est très proche de celle de la méthode COBE itérative. En effet, il n'y a pas de différence visible à l'œil sur les cartes, et les rms globaux du bruit résiduel sont très proches: $38.933 \mu K_{CMB}$ pour la méthode COBE itérative, $38.931 \mu K_{CMB}$ pour la méthode de Wiener itérative. Encore une fois, nous observons que le bruit corrélé est presque totalement éliminé par les itérations. La méthode de Wiener est connue pour minimiser l'erreur de reconstruction: nous le vérifions, mais la différence par rapport à la méthode COBE est très faible. De plus, les spectres en C_l du vrai ciel et des deux cartes

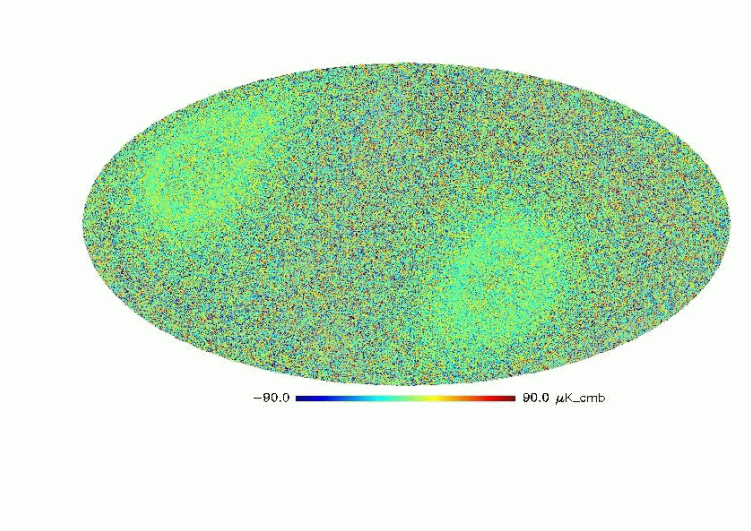


FIG. 4.24 – Carte de bruit résiduel obtenue par la méthode de Wiener itérative appliquée sur les données CMB simulées du satellite. La granularité du bruit blanc est clairement visible et domine de très loin dans le résidu. Aucune strie résiduelle n’est visible sur cette carte de bruit résiduel. Projection Mollweide galactique centrée sur le centre galactique.

reconstruites par les méthodes itératives COBE et Wiener ne montrent pas de différence significative.

Nous appliquons au même train de données la méthode de Wiener itérative généralisée (Saskatoon), que nous avons décrite en sections 2.2.5 et 4.7.9. Pour $\eta = 0.5$ par exemple, nous obtenons une carte de bruit résiduel ayant un rms de $38.932 \mu K_{CMB}$, ce à quoi nous pouvions nous attendre au vu des valeurs de ce résidu pour les méthodes COBE ($38.933 \mu K_{CMB}$) et Wiener ($38.931 \mu K_{CMB}$) itératives. La méthode devient instable pour $\eta > 1$.

Nous voyons donc qu’une différence nettement plus grande existe, en termes de résultats sur les cartes, entre les méthodes itératives et les méthodes directes, qu’entre les méthodes COBE et Wiener itératives. En effet, les méthodes itératives sont très précises, à la fois par rapport à l’aspect de la carte et au spectre de puissance, et ne semblent pas autoriser de différences significatives entre les reconstructions COBE et Wiener, avec ce rapport signal sur bruit blanc plutôt élevé. Pourtant, nous pouvons être confiants quant à la réalité de la méthode de Wiener itérative (comparée à la méthode COBE), car le facteur η est très sensible dans le schéma itératif (quand $\eta > 1$, la méthode diverge).

4.8.4 Construction de cartes en présence de systématiques

Il est important de se rendre compte que ces données simulées ont été réalisées avec des bruits stationnaires, ce qui signifie que le train de données ne contient pas de systématiques. Néanmoins, nous souhaitons savoir quel est l’efficacité de la méthode COBE itérative quand elle est confrontée à un train de données contenant du bruit non stationnaire. Pour cela, nous simulons un train de bruit en $1/f^n$ dont les caractéristiques spectrales: l’indice de puissance n et la fréquence de coupure f_c , changent au cours du temps de manière aléatoire. Un résumé des tests réalisés apparaît en table 4.4.

TAB. 4.4 – *Caractéristiques des trains de données simulées avec des bruits non stationnaires et les fluctuations du CMB, sur la stratégie d’observation du vol ballon équatorial.* l_{inf} est le niveau de bruit à fréquence infinie (μK_{CMB}), f_c la fréquence de coupure variable (Hz) et n l’indice spectral variable (voir l’équation 4.4). Les variations aléatoires sont uniformes dans les intervalles indiqués dans la table. N_p est le nombre de points de données consécutifs pour lesquels le bruit est stationnaire. Le résultat de la méthode COBE itérative est indiqué en dernière colonne en termes d’erreur quadratique moyenne de reconstruction sur la carte (μK_{CMB} rms).

	l_{inf}	f_c	n	N_p	rms (méthode COBE it.)
Bruit A	100	0.1-0.2	1-1.2	16384	42.4
Bruit B	100	0.1-0.2	1-2	4096	41.9
Bruit C	500	0.1-0.2	1-2	4096	209.5

Cette table montre que la méthode itérative n’est pas perturbée par la non-stationnarité du bruit dans ces trains de données. En effet, les résidus de bruit après convergence correspondent à celui du bruit stationnaire (42.13 μK_{CMB} rms, voir table 4.8.1) pour les trains de données ayant le même niveau de bruit blanc de 100 μK_{CMB} (A et B). Ils sont légèrement supérieurs au niveau de bruit blanc dans la carte (40.84 μK_{CMB} rms). En ce qui concerne le train de données C, on remarque que son niveau de bruit plus élevé n’influe pas sur les performances de la méthode puisque le résidu est le même que celui du train de données B, au facteur 5 près qui caractérise la différence des deux niveaux de bruit à fréquence infinie. Les bonnes performances de la méthode sur les bruits B et C, pourtant souffrant clairement de plus de non stationnarité que le bruit A, montrent la robustesse de cette méthode itérative.

Pour de tels bruits, non stationnaires sur une longue période mais stationnaires par morceaux, il est également possible de filtrer bout par bout à chaque étape de la reconstruction nécessitant un filtrage du train de données. On voit donc que la présence de non-stationnarité raisonnable dans les trains de données n’est pas un problème pour la méthode itérative.

Cependant, s’il se trouve dans les données des systématiques périodiques ayant la période de rotation du faisceau par exemple, nous observons en figure 4.25 que les méthodes itératives ne fonctionnent pas. En effet, une systématique de période égale à celle de la rotation se projette sur le ciel à peu près comme un signal, sauf que la lente rotation de la Terre (dans le cas d’un ballon) fait décaler ce “signal”. Les itérations ne permettent pas d’éliminer ce genre de systématiques clairement non stationnaires, comme le montre la figure 4.25. La solution pour ce genre de systématiques est donc de les éliminer dans le train de données (voir section 4.9.1 pour les données Archeops).

4.8.5 Conclusion

Dans les sections précédentes, nous avons présenté les développements et les tests de méthodes optimales de construction de cartes pour les trains de données de grande taille d’expériences CMB. La manière directe de construire une carte du CMB à partir d’un train de données bruité est le filtrage de Wiener, qui est robuste par rapport aux effets

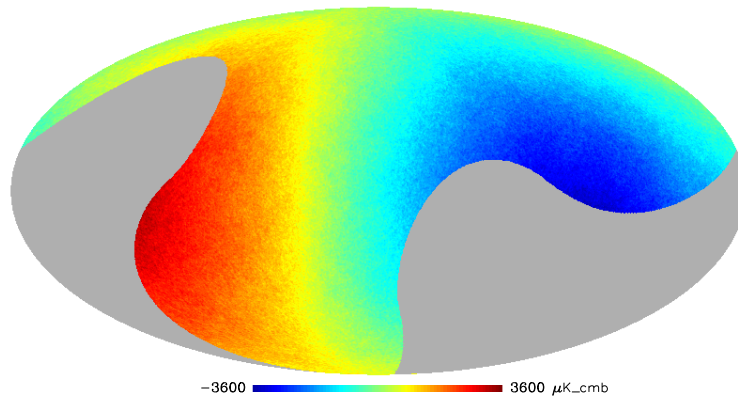


FIG. 4.25 – Carte du ciel reconstruite par la méthode COBE itérative sur des données du vol ballon équatorial contenant les anisotropies du CMB, du bruit blanc, du bruit $1/f$ stationnaire et une systématique périodique avec la rotation de la nacelle. Comme on le voit, les itérations ne permettent pas d'éliminer ce genre de systématiques clairement non stationnaires. Les fluctuations du CMB sont totalement noyées sous l'effet dipolaire de la systématique. Projection Mollweide galactique centrée sur le centre galactique.

de non-stationnarité dûs à la stratégie d'observation, mais qui nécessite de traiter un signal stationnaire. Ceci demande d'enlever autant que possible le signal galactique avant d'appliquer cette méthode, ou de l'appliquer sur des observations hors du plan galactique. Les méthodes itératives COBE, Wiener, et généralisée, sont très efficaces pour éliminer le bruit corrélé, et permettent d'obtenir une très bonne précision sur la carte reconstruite. Le bruit résiduel est en effet presque uniquement le bruit blanc moyenné. Bien que les résultats des méthodes itératives COBE, Wiener et Saskatoon soient très proches, nous vérifions que la reconstruction de Wiener réduit le plus l'erreur globale de reconstruction. La différence devrait être plus importante si les pixels étaient plus bruités, et plus inégalement bruités.

Les différentes stratégies d'observation que nous avons simulées permettent une construction de cartes aussi efficace, même si les balayages croisés sont peu nombreux. De plus, nous avons pu vérifier que ces méthodes fonctionnent également avec diverses quantités de bruit. En général, plus le bruit est important, plus la convergence est rapide. Cependant, en présence de systématiques périodiques, les méthodes itératives ne fonctionnent pas correctement. Malgré cette restriction, ces méthodes ont un domaine d'application très large et une grande facilité d'utilisation. Ce genre de méthodes vecteurs-seuls nous paraît inévitable pour construire des cartes optimales des expériences CMB d'aujourd'hui et du futur. La réduction de l'information dans les données CMB est un travail lourd, depuis les giga-octets de données ordonnées dans le temps jusqu'à, essentiellement, 12 nombres cosmologiques avec leurs barres d'erreur. Puisque les moyens informatiques sont limités et insuffisants pour des approches utilisant la force brute, et que ce sera toujours le cas pour la réduction des données Planck, c'est un défi intéressant de traiter chaque étape de l'analyse sans perdre d'information. Utiliser les propriétés de stationnarité d'un signal ou du bruit dans un domaine donné (sphère céleste, carte, train de données, etc) pour

transformer un problème d'inversion matricielle en une solution vecteurs-seuls, pourrait également être développé pour des étapes ultérieures de l'analyse des données CMB, telles que la séparation de composantes.

Pour conclure, mentionnons qu'une grande partie de cette étude a fait l'objet d'une publication (Dupac & Giard 2002) et d'actes de conférences (Dupac & Giard 2001 *coll. b*, Dupac 2002 *coll. d*).

4.9 Traitement 1-D et construction de cartes d'Archeops

Nous avons participé au traitement et à l'analyse des données Archeops (voir section 4.3 et Benoît *et al.* 2002) du vol de Trapani et de celui de Kiruna en 2001 (KS1, voir table 4.3.3). Pour cause de rédaction de thèse, nous n'avons pas encore pu participer activement au traitement des données des deux vols de 2002.

Notre travail, en particulier sur les méthodes de construction de cartes, s'est fait en interaction permanente avec les autres membres de la collaboration Archeops, à travers des réunions mensuelles où nous avons pu exposer nos avancées. Ce travail de construction de cartes s'est inséré dans la chaîne d'analyse des données Archeops. Nous avons ainsi pu bénéficier du travail fait en amont sur le traitement du signal temporel, notamment par P. Filliatre (Filliatre 2002), pour produire des cartes, qui ont ensuite pu être utilisées dans la collaboration pour leur analyse. D'autres personnes dans la collaboration ont travaillé sur l'étape de la construction de cartes (O. Doré *et al.*, D. Yvon, P. Filliatre *et al.*, J.-C. Hamilton...), ce qui a permis de confronter les méthodes et d'améliorer les résultats.

Nous avons également apporté une contribution au traitement des données temporelles et à l'analyse des cartes d'Archeops.

4.9.1 Traitement du signal temporel

Le traitement du signal à une dimension représente la première étape du traitement des données. Dans le cas d'Archeops, et en particulier pour les deux premiers vols, elle est véritablement une étape cruciale, au vu de la quantité de bruits dans les données et surtout de leurs corrélations. Les systématiques (bruits non stationnaires) étant difficiles à traiter par les méthodes de construction de cartes optimales, il est nécessaire d'en enlever le plus possible directement dans le train de données. Parmi les méthodes utilisables pour éliminer des systématiques dans le train de données, l'on peut citer les méthodes de décorrélation d'avec les thermomètres. Ces thermomètres sont placés sur le plan focal à proximité des bolomètres, et ont donc beaucoup de systématiques et de bruits communs. Décorrélérer le signal bolométrique du signal (bruit) d'un thermomètre consiste à appliquer:

$$y_{corr} = y - k y_{ther} \tag{4.17}$$

où y est le train de données plus ou moins brutes, y_{ther} le train de données thermométriques, y_{corr} les données bolométriques corrigées, et k le coefficient de corrélation, scalaire. Nous n'avons passé que peu de temps sur ce traitement, mais nous pouvons dire que pour des bruits à basse fréquence (dérives), la présence d'un bruit commun à deux

trains de données est souvent bien visible, et que le coefficient k peut être trouvé simplement en comparant les deux courbes.

Signalons qu'un certain nombre de personnes dans la collaboration Archeops se sont penchées sérieusement sur le sujet du traitement du signal à une dimension. Notamment, la présence d'une systématique périodique dans les données des vols Trapani et KS1, de fréquence égale à la fréquence de rotation de la nacelle, a rendu particulièrement délicate cette étape. Ce "chameau", ainsi nommé à cause de sa forme à deux bosses dans les données du vol à Trapani, est une systématique due à des causes longtemps restées mystérieuses, probablement liées au moteur du pivot. Comme expliqué en section 4.8.4, et comme nous le verrons en section 4.9.2, ce genre de choses est particulièrement désagréable pour les méthodes de construction de cartes itératives. Le chameau a donc été l'objet d'une dissection intense, afin de pouvoir le réduire considérablement. L'autre solution consiste à couper sauvagement les basses fréquences, ce qui élimine la plupart des bruits corrélés, mais qui élimine aussi l'information cosmologique à bas l , justement l'un des buts principaux d'Archeops.

Notons que la plupart des trains de données que nous avons utilisés pour la construction de cartes avaient été précédemment traités à une dimension par P. Filliatre (ISN, Grenoble, voir Filliatre 2002).

4.9.2 Construction de cartes

Au départ, nous avons développé nos méthodes itératives spécifiquement pour les données d'Archeops. Nous avons utilisé deux approches complémentaires: l'une utilisant une méthode simple et directe pour cartographier les données de façon rapide mais néanmoins efficace, l'autre utilisant une méthode optimale mais qui se heurte à beaucoup de difficultés du fait de la présence de systématiques dans les données. Notons qu'à l'heure où nous écrivons ces lignes, la collaboration Archeops n'a pas encore officialisé ni publié de cartes d'aucun vol. Les cartes que nous présentons ici sont donc issues de notre travail personnel, et ne représentent bien évidemment pas la collaboration Archeops de façon générale.

Données Trapani

Le vol technologique de Trapani a fourni des données très bruitées mais d'une qualité largement suffisante pour travailler sur l'émission galactique. En revanche, en ce qui concerne les fluctuations du CMB, ce vol est très limité. Des six bolomètres présents pendant ce vol, le bolomètre 13 (numéro du canal électronique) à 143 GHz est le plus performant. Nous avons fait des cartes de chacun des bolomètres, tout en nous concentrant sur la construction de cartes du canal 13. La présence de beaucoup de bruits et systématiques (non stationnaires) pousse à couper les basses fréquences, ce qui tue le principal intérêt d'application de méthodes optimales de construction de cartes par la suite, à savoir l'élimination du bruit en $1/f$. Nous avons traité les données en appliquant un filtre passe-haut adéquat, réalisé à partir du spectre de puissance du signal bolométrique, plus ou moins pré-traité en fonction des progrès faits par ailleurs dans la collaboration Archeops pour le traitement du signal à une dimension. Nous présentons en figure 4.26 une carte de l'observation du bolomètre 13 (non officielle), que nous avons réalisée en moyennant dans les pixels les données filtrées. La carte utilise des pixels de 54' de côté (HEALPIX 64), afin

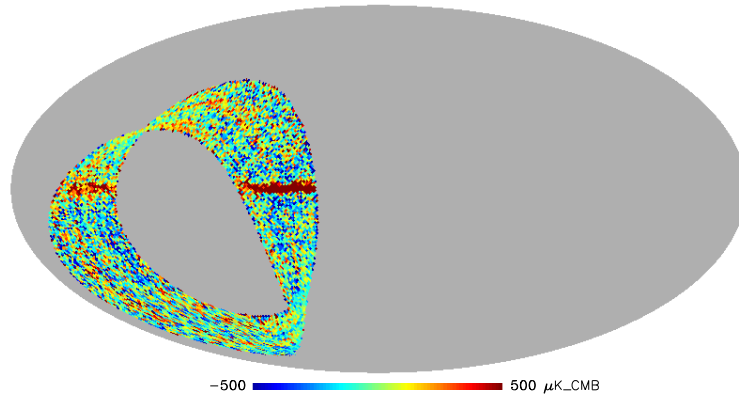


FIG. 4.26 – Carte personnelle non officielle du ciel à 143 GHz vu par le bolomètre 13 d’Archeops lors du vol de Trapani. La carte utilise des pixels de 54’ de côté (HEALPIX 64), afin de réduire le bruit. Nous avons utilisé l’étalonnage sur le dipôle de J.-P. Bernard, février 2000: $22360 \mu K_{CMB}/\mu V$. Projection Mollweide galactique centrée sur le centre galactique.

de réduire le bruit. Nous avons utilisé l’étalonnage sur le dipôle de J.-P. Bernard, février 2000: $22360 \mu K_{CMB}/\mu V$.

Cette carte montre très clairement l’émission des poussières dans le plan galactique. En ce qui concerne les fluctuations du CMB, même ce bolomètre 13, le moins bruité, fait apparaître un niveau de bruit trop important pour les observer directement sur la carte. L’échelle montre, mis à part l’incertitude d’étalonnage qui peut être importante, que les fluctuations du CMB sont cachées par le bruit (voir la carte du CMB simulée en figure 4.12).

Nous avons également appliqué la méthode itérative COBE aux données du vol de Trapani. Celle-ci se heurte à la présence de systématiques, et ne parvient pas à éliminer l’ensemble du bruit corrélé. La coupure des basses fréquences semble donc nécessaire dans ce cas.

Afin de réduire le bruit par pixel, nous dégradons la résolution de la carte en figure 4.26 jusqu’à $N_{side} = 8$, soit des pixels de 7.3 degrés de côté, la résolution angulaire de COBE/DMR. Nous comparons les cartes d’Archeops et de COBE en figure 4.27. Il semble que le niveau des fluctuations visible dans la carte Archeops corresponde bien à celui des anisotropies du CMB. En revanche, il n’est pas visible de corrélation entre les deux cartes (coefficient de corrélation sur les pixels proche de 0), ce qui n’est pas très étonnant au vu de la quantité de bruit présente dans les données Archeops mais également dans les données DMR (signal sur bruit ≈ 1).

Données Kiruna KS1

Le premier vol scientifique à Kiruna a fourni des données de bonne qualité malgré la présence de nombreux bruits et d’un “chameau arctique”. Nous avons fait des cartes de la plupart des 24 bolomètres présents pendant ce vol. Les bolomètres les plus propres de ce

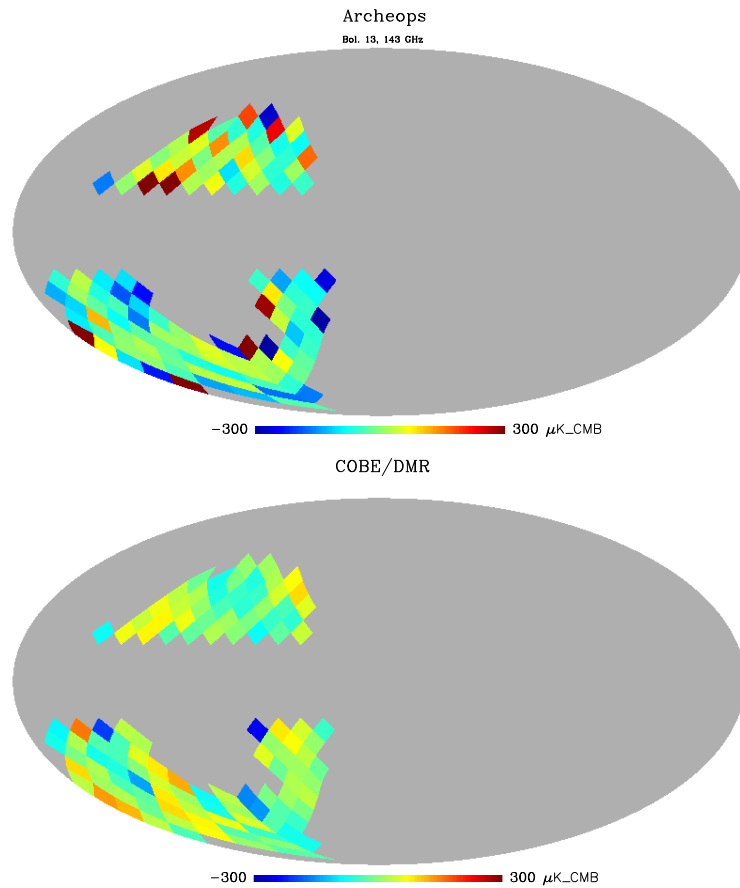


FIG. 4.27 – Carte personnelle non officielle du ciel à 143 GHz vu par le bolomètre 13 d’Archeops lors du vol de Trapani (haut). Carte COBE/DMR sur la partie du ciel observée par Archeops (bas). Les cartes utilisent des pixels de 7.3° de côté (HEALPIX 8), afin de réduire le bruit et de comparer la carte Archeops à celle de COBE/DMR. Les parties galactiques des cartes (plus ou moins 20° en latitude galactique) ont été coupées. Projections Mollweide galactiques centrées sur le centre galactique.

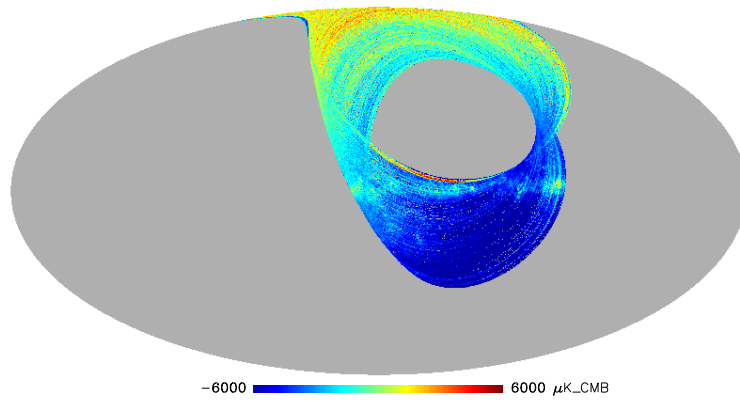


FIG. 4.28 – Carte personnelle non officielle du ciel vu par le bolomètre 217K04 d’Archeops lors du vol KS1. Cette carte, réalisée avec des pixels de $7'$ de côté (HEALPIX 512), est obtenue après convergence de la méthode COBE itérative. Néanmoins, la présence importante de systématiques fait qu’il reste une quantité importante de stries dans la carte, ainsi qu’un effet dipolaire supérieur au dipôle cosmologique. Projection Mollweide galactique centrée sur l’anticentre galactique.

vol sont deux canaux à 217 GHz: les bolomètres 217K04 et 217K06. Nous avons concentré nos efforts concernant la méthode COBE itérative sur ces deux bolomètres. Précisons que nous n’avons pas coupé de basses fréquences avant d’appliquer la méthode itérative. Nous présentons en figure 4.28 la carte obtenue après convergence pour le bolomètre 217K04. Bien que l’étalonnage utilisé ne soit que préliminaire, nous pouvons dire que l’on observe un effet dipolaire supérieur au dipôle cosmologique. De plus, la méthode converge vers une solution qui n’est visiblement pas parfaitement déstrieée. Ceci est probablement dû à la présence de systématiques, par ailleurs mises en évidence dans le train de données.

Dans ces conditions, la coupure des basses fréquences (approximativement jusqu’à la fréquence de coupure du bruit $1/f$) semble nécessaire. Lorsque ceci est effectué, le bruit restant dans les cartes est essentiellement dépourvu de corrélations. L’application de méthodes optimales de construction de cartes dans ces conditions n’est donc plus très utile. Cependant, cette piste est explorée avec succès par certains membres de la collaboration Archeops (D. Yvon, O. Doré *et al.*).

Nous avons construit des cartes de façon simple en enlevant une ligne de base, ligne de base construite en lissant le train de données sur 500 points, ce qui revient à filtrer les basses fréquences jusqu’à 0.3 Hz. La fréquence de rotation de la nacelle étant de 2 tours par minute à Kiruna, nous coupons approximativement les grandes échelles angulaires jusqu’à 30° ($1 \approx 10$). Nous moyennons ensuite dans les pixels pour chaque bolomètre séparément. Nous obtenons donc une carte par bolomètre utile: six canaux à 143 GHz, six à 217, cinq à 353 (polarisés) et deux à 545. En utilisant des étalonnages préliminaires, nous construisons des cartes du ciel par longueur d’onde en moyennant dans les pixels d’une même carte les différentes cartes des canaux d’une même fréquence. Nous présentons les cartes à 143 GHz, 217 GHz et 545 GHz ainsi construites en figure 4.29.

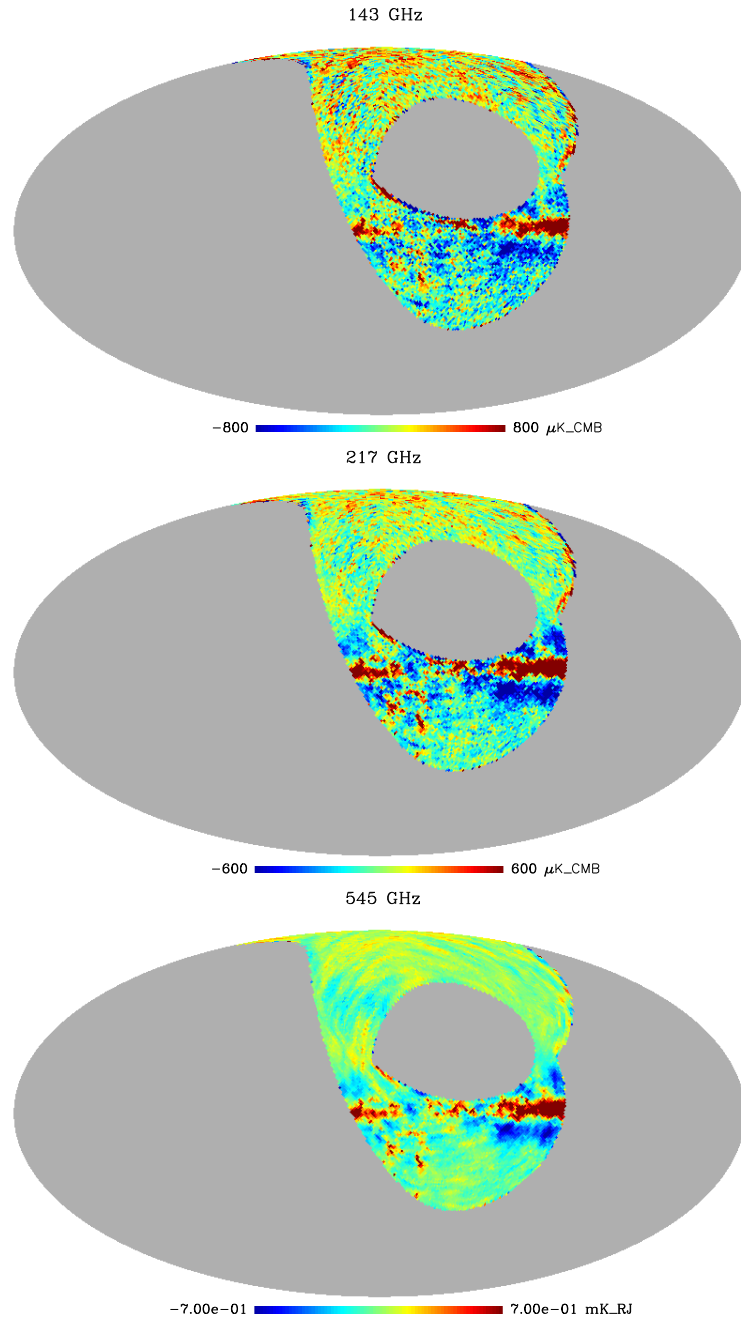


FIG. 4.29 – Cartes personnelles non officielles du ciel vu par Archeops lors de KS1 à 143 GHz (haut), 217 GHz (centre) et 545 GHz (bas). Les cartes sont présentées à basse résolution (pixels de $54'$ de côté, i.e. HEALPIX 64) pour bien réduire le bruit. Notons que l'étalonnage utilisé pour les canaux à 143 GHz n'est probablement pas parfait. Il y a un artefact visible autour de la Galaxie (douves), dû au filtrage des basses fréquences. Projections Mollweide galactiques centrées sur l'anticentre galactique.

Bien qu'il reste du bruit dans ces cartes, il apparaît que les cartes à 143 GHz et à 217 GHz montrent des fluctuations de forme non striée en dehors du plan galactique qui ne sont pas visibles sur les cartes à 545 GHz. Ceci est un fort indice permettant de penser que l'on observe bien les fluctuations du CMB, d'autant que le niveau observé de ces fluctuations est celui auquel on s'attend. Pour l'étude des fluctuations du CMB, nous ajoutons les cartes à 143 et à 217 GHz dans les unités de température du CMB (μK_{CMB}) de sorte à construire une carte des fluctuations du CMB la moins bruitée possible.

L'estimation du bruit résiduel dans ces cartes peut être faite de façon simple en prenant la différence de deux canaux d'une même fréquence, ou d'un panachage de plusieurs canaux; mais ceci suppose que l'étalonnage est très au point. Dans ce cas, l'absence de fluctuations de type CMB (c'est-à-dire gaussiennes aux différentes échelles angulaires, de forme non striée, et n'apparaissant pas comme la fine granularité du bruit blanc) dans la carte de différence est un fort indice pour justifier que l'on observe bien les fluctuations du CMB.

4.9.3 Séparation de composantes

Nous avons fait quelques investigations sur une méthode simple de séparation de composantes consistant à décorréler une carte dans une longueur d'onde qui fait apparaître à la fois les fluctuations de température du CMB et l'émission de la poussière galactique, d'avec une carte dans une longueur d'onde courte dans laquelle il n'y a que de la poussière. Dans le cas d'Archeops, nous avons appliqué cette méthode de décorrélation sur la carte des fluctuations du CMB construite à partir des canaux à 143 GHz et 217 GHz. Nous avons retranché à cette carte la carte à 545 GHz en utilisant un coefficient de corrélation empirique adéquat pour enlever la Galaxie ($900 \mu K_{CMB}$ par mK_{RJ} à 545 GHz). Le résultat de cette méthode simple (nous ne tenons pas compte d'éventuelles variations de couleur dans la Galaxie) est spectaculaire, comme le montre la figure 4.30.

Dans le cas du vol KS1, il reste quelques systématiques sur les cartes (nuages d'ozone atmosphérique?), nous avons donc également appliqué cette méthode de décorrélation pour éliminer ces systématiques. En effet, celles-ci sont présentes à toutes les fréquences, et elles dominent dans la carte à 545 GHz à haute latitude galactique. Nous observons - ce qui n'est pas très étonnant - que ces systématiques n'ont pas la même couleur que la Galaxie, autrement dit, le coefficient de décorrélation n'est pas le même.

4.10 Analyse possible des cartes d'Archeops

À l'heure où nous écrivons ces lignes, l'analyse des données Archeops n'est pas terminée ni publiée. Les doctorants n'ont donc pas l'autorisation de la collaboration Archeops d'inclure dans leurs mémoires des C_l provenant des données. Nous essayons donc de montrer dans cette section une petite partie de l'analyse possible des cartes d'Archeops, en utilisant des simulations.

4.10.1 La Galaxie

L'ensemble des données Archeops (T, KS1, KS2, KS3) couvre une surface très large du ciel et notamment du plan galactique. L'intérêt pour la science galactique est très grand.

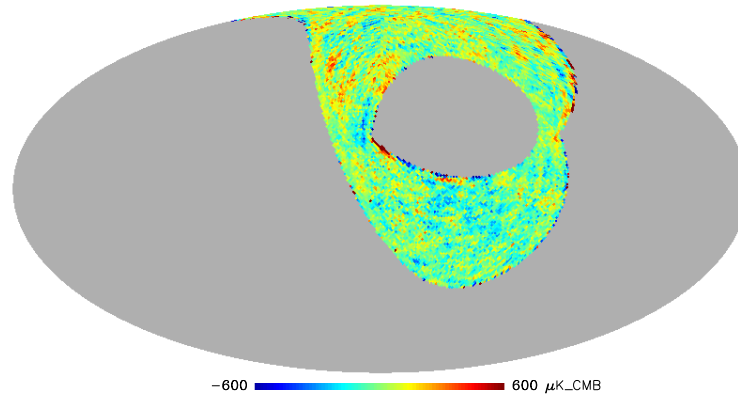


FIG. 4.30 – Carte personnelle non officielle du ciel vu par Archeops lors de KS1, utilisant des pixels de $54'$ de côté (HEALPIX 64), en unité de température du CMB, réalisée en utilisant les canaux à 143 et 217 GHz et en décorrélant la Galaxie d'avec la carte à 545 GHz. L'émission galactique est bien éliminée de cette carte, bien que l'on n'ait pas tenu compte d'éventuelles variations de couleur dans la Galaxie. Projection Mollweide galactique centrée sur l'anticentre galactique.

Si l'on se réfère à la partie galactique de ce mémoire (chapitre 3), il devient clair que les cartes à $550 \mu\text{m}$ et $850 \mu\text{m}$ d'Archeops peuvent être combinées aux cartes IRAS à 60 et $100 \mu\text{m}$ pour mesurer la température et l'indice spectral des poussières. Les cartes Archeops sont particulièrement sensibles à la poussière froide, et les cartes millimétriques (1.4 et 2.1 mm) sont très efficaces pour contraindre l'indice spectral des poussières. En effet, dans les longueurs d'onde millimétriques, l'indice spectral ne peut absolument pas être expliqué par de la poussière froide mélangée à d'autres composantes de poussières, car cette composante froide devrait avoir une température de l'ordre de 3 K. L'effet d'anticorrélation que nous mettons en évidence en section 3.6 entre la température et l'indice spectral des poussières pourrait donc être bien contraint par les cartes Archeops.

De plus, l'étude de la structure de la poussière froide à grande échelle dans la Galaxie est une possibilité très importante d'Archeops, ainsi que la reconstitution de la structure galactique à trois dimensions en combinaison avec d'autres données (Montier 2002).

Enfin, la polarisation de sources galactiques est accessible grâce aux canaux polarisés à 353 GHz. Ceux-ci sont en cours d'analyse dans la collaboration Archeops.

4.10.2 Spectre de puissance harmonique du CMB

Nous nous sommes intéressés à l'obtention du spectre de puissance des anisotropies du CMB. Pour cela, nous avons appliqué une méthode très simple mais efficace consistant à estimer le bruit dans les cartes par différences entre bolomètres, comme expliqué en section 4.9.2. Nous obtenons les spectres en C_l des cartes de signal et des cartes de bruit en utilisant l'outil ANAFAST du package HEALPIX (<http://www.eso.org/science/healpix> ou Górski *et al.* 1999). Les spectre en C_l sont des variances qui ont donc le bon goût de pouvoir s'ajouter et se retrancher. Il est clair que l'information sur le bruit n'est que

statistique, et qu'en conséquence il faut retrancher au spectre des données le spectre du bruit statistiquement moyenné. En pratique, il s'agit, si l'on ne connaît pas parfaitement les propriétés statistiques du bruit par une méthode plus avancée, d'ajuster le spectre en C_l du bruit par une loi simple (bruit blanc, $1/f$, etc). Un bruit blanc (non corrélé) se traduit par un spectre en C_l plat, avec des fluctuations statistiques.

À l'heure actuelle, nous n'avons pas l'autorisation de la collaboration Archeops d'inclure dans ce mémoire des C_l provenant des données. Néanmoins, afin de valider la méthode simple que nous avons décrite pour l'estimation du spectre en C_l , nous avons simulé des cartes du ciel sur une observation correspondant au vol KS1. Le CMB simulé est celui décrit en section 4.6.2: il est dominé par la constante cosmologique, avec $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_{CDM} = 0.25$, $\Omega_{bar} = 0.05$, $H_0 = 50$ km/s/Mpc, et un indice spectral scalaire des fluctuations n égal à 1. Nous introduisons un niveau de bruit réaliste par rapport à ce que l'on a dans les cartes des vraies données. Dans nos simulations, il s'agit d'un bruit blanc de niveau $1000 \mu K_{CMB}$ en rms dans les TOI. Ayant réalisé deux cartes de données avec du bruit aléatoire, nous pouvons faire une carte en moyennant les deux canaux ainsi simulés, et une carte de demi-différence. Cette carte de demi-différence ne contient bien entendu plus de signal, mais elle contient le bruit réduit d'un facteur racine de 2 en rms, comme la demi-somme. En effet, les variances du bruit s'ajoutent (variables aléatoires indépendantes), donc le rms croît dans la carte somme comme la racine du nombre de cartes co-additionnées. Dans la carte moyenne, il décroît donc comme la racine du nombre de cartes co-additionnées. La carte de demi-différence est donc une mesure non biaisée du bruit dans la carte de demi-somme. Ceci vaut aussi dans le cas de bruit autocorrélé, à la seule condition qu'il s'agisse bien de bruits aléatoires, indépendants d'un bolomètre à l'autre. S'il s'agit de systématiques corrélées entre les canaux, alors il est clair que cette méthode ne sera pas capable d'estimer ces effets. Pour des bruits à très basse fréquence néanmoins, la statistique donnée par la différence de deux canaux peut ne pas suffire pour caractériser ces bruits.

Nous présentons en figure 4.31 les spectres de puissance corrigés de la fraction de couverture obtenus pour la demi-somme (haut, courbe la plus élevée en noir), la demi-différence (le bruit, haut, courbe grise croissante, dans le bas du graphique), le vrai ciel (haut, courbe grise), le spectre corrigé (bas) et le spectre pur (théorie sans variance cosmique, bas, courbe grise lisse). Le spectre corrigé a été réalisé en soustrayant au spectre en C_l des données l'ajustement réalisé sur la mesure du bruit. Ces spectres ont été produits en ne prenant en compte que les pixels en dehors du plan galactique (plus ou moins 20° en latitude galactique), pour la couverture du ciel de KS1. Le résultat obtenu par cette méthode simple d'estimation du bruit et de soustraction des C_l du bruit est spectaculaire. On observe que le résultat est précis malgré le haut niveau de bruit dans les pixels de la carte. Notons que si les niveaux de bruit ne sont pas exactement les mêmes pour les deux bolomètres utilisés, cette méthode fonctionne de la même façon. Dans ce cas, le rms du bruit dans la carte moyennée est:

$$m = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{2} \tag{4.18}$$

où a et b sont les rms du bruit pour chaque bolomètre.

Puisque cette méthode nous donne une mesure du bruit qui est une réalisation de ce bruit par rapport à la moyenne statistique (que l'on ajuste), et que les cartes moyennées

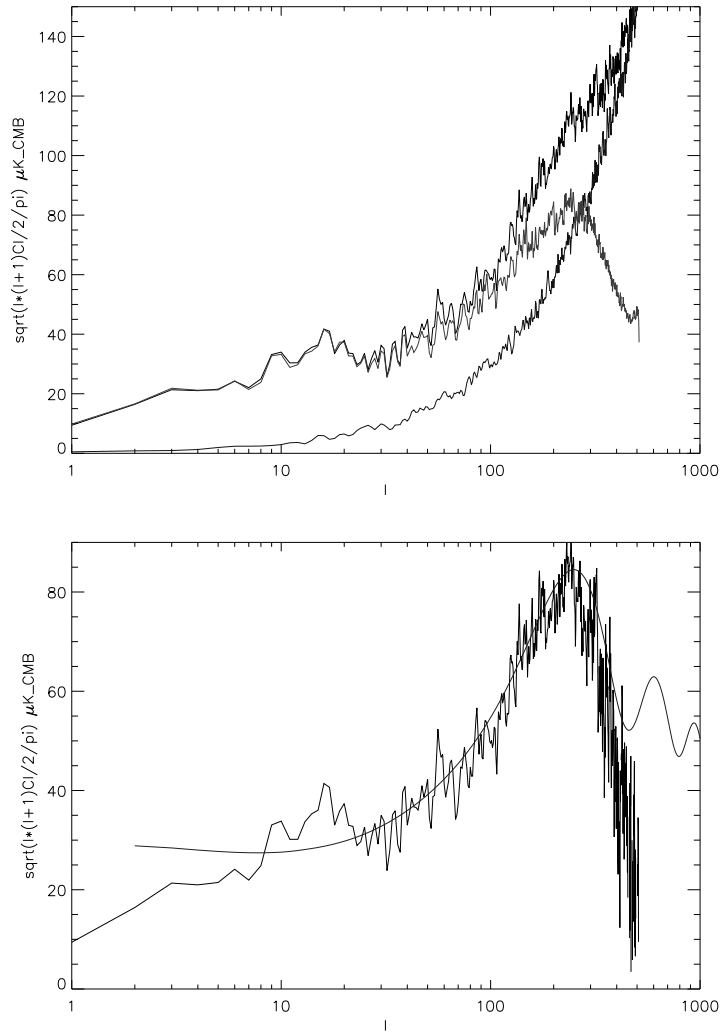


FIG. 4.31 – *Simulations de spectres de puissance, corrigés de la fraction de couverture, obtenus pour la demi-somme de deux canaux (haut, courbe la plus élevée en noir), la demi-différence (le bruit, haut, courbe grise croissante, dans le bas du graphique), le vrai ciel (haut, courbe grise), le spectre corrigé (bas) et le spectre pur (théorie sans variance cosmique, bas, courbe grise lisse). Il sont été produits en ne prenant en compte que les pixels en dehors du plan galactique (plus ou moins 20° en latitude galactique), pour la couverture du ciel de KS1.*

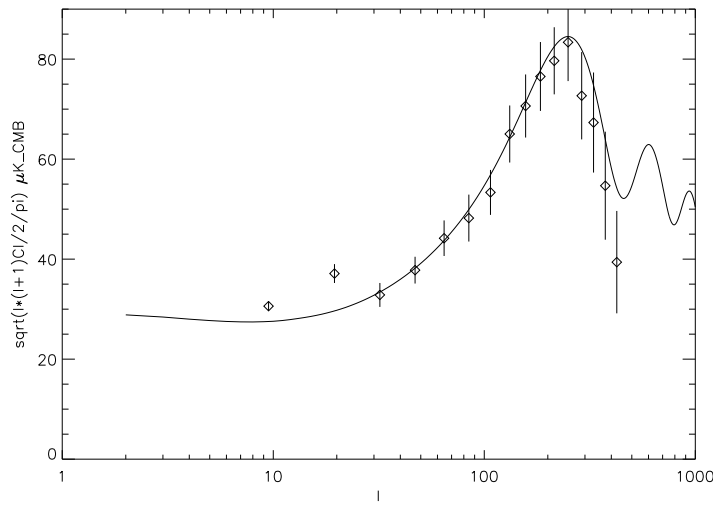


FIG. 4.32 – Spectres de puissance en C_l de la théorie sans variance cosmique (courbe pleine) et des données KS1 simulées moyennées en bandes, avec leurs barres d’erreur à 1σ . Notons que ces barres d’erreur ne tiennent pas compte de la variance cosmique, et qu’il est donc normal que, notamment à bas l , les barres d’erreur ne soient pas compatibles avec le modèle théorique pur. Pour les hauts l , on observe un léger effet de diminution de la puissance par rapport à la théorie: ceci est dû aux effets de pixélisation qui commencent à se faire sentir, car nous avons utilisé des pixels de $13.5'$ ($N_{side} = 256$).

contiennent une autre réalisation du bruit, il est clair que l’erreur sur les C_l corrigés est simplement le rms des fluctuations du bruit par rapport à sa puissance moyenne statistique. En moyennant les C_l par bandes, nous pouvons donc obtenir les barres d’erreur par l’écart quadratique moyen des fluctuations du bruit dans la bande divisé par la racine du nombre de multipôles dans la bande. Nous présentons en figure 4.32 le résultat sur les simulations du vol KS1 avec les deux bolomètres bruités. Le résultat est très satisfaisant. Notons que ces barres d’erreur ne tiennent pas compte de la variance cosmique, le “bruit” intrinsèque à notre univers simulé, et qu’il est donc normal que, notamment à bas l , les barres d’erreur ne soient pas compatibles avec le modèle théorique pur. Pour les hauts l , on observe un léger effet de diminution de la puissance par rapport à la théorie: ceci est dû aux effets de pixélisation qui commencent à se faire sentir, car nous avons utilisé des pixels de $13.5'$ de côté ($N_{side} = 256$).

Bien entendu, ce résultat très prometteur, en particulier sur les bas l , a été produit sans tenir compte d’éventuelles systématiques résiduelles dans les cartes. Cependant, la méthode d’estimation du bruit et d’extraction des C_l par différences de deux bolomètres est validée par un tel résultat.

Ce spectre de puissance a été obtenu sur deux canaux simulés très bruités (dix fois le niveau de bruit rms supposé des bolomètres pour Planck), ce qui montre les possibilités de l’expérience Archeops. Avec un niveau de bruit nominal sur un nombre important de bolomètres, Archeops devrait être capable de contraindre précisément un grand domaine de multipôles, depuis les bas l (lien avec COBE) jusqu’aux deux premiers pics.

4.10.3 Paramètres cosmologiques

Le domaine de multipôles potentiellement couvert par les mesures d'Archeops permet de contraindre efficacement les paramètres cosmologiques, notamment Ω par la position du premier pic, Ω_{bar} par la hauteur du premier pic mais aussi la position du deuxième, et l'indice spectral des fluctuations n (bas l). Ceci est illustré par la figure 4.33, qui montre les variations du spectre de puissance du CMB sans variance cosmique, normalisé à la mesure de COBE, en fonction des paramètres cosmologiques Ω , Ω_{bar} et n , l'indice spectral des fluctuations.

Comme nous le voyons, Archeops a la possibilité d'apporter une contribution essentielle à la cosmologie d'aujourd'hui.

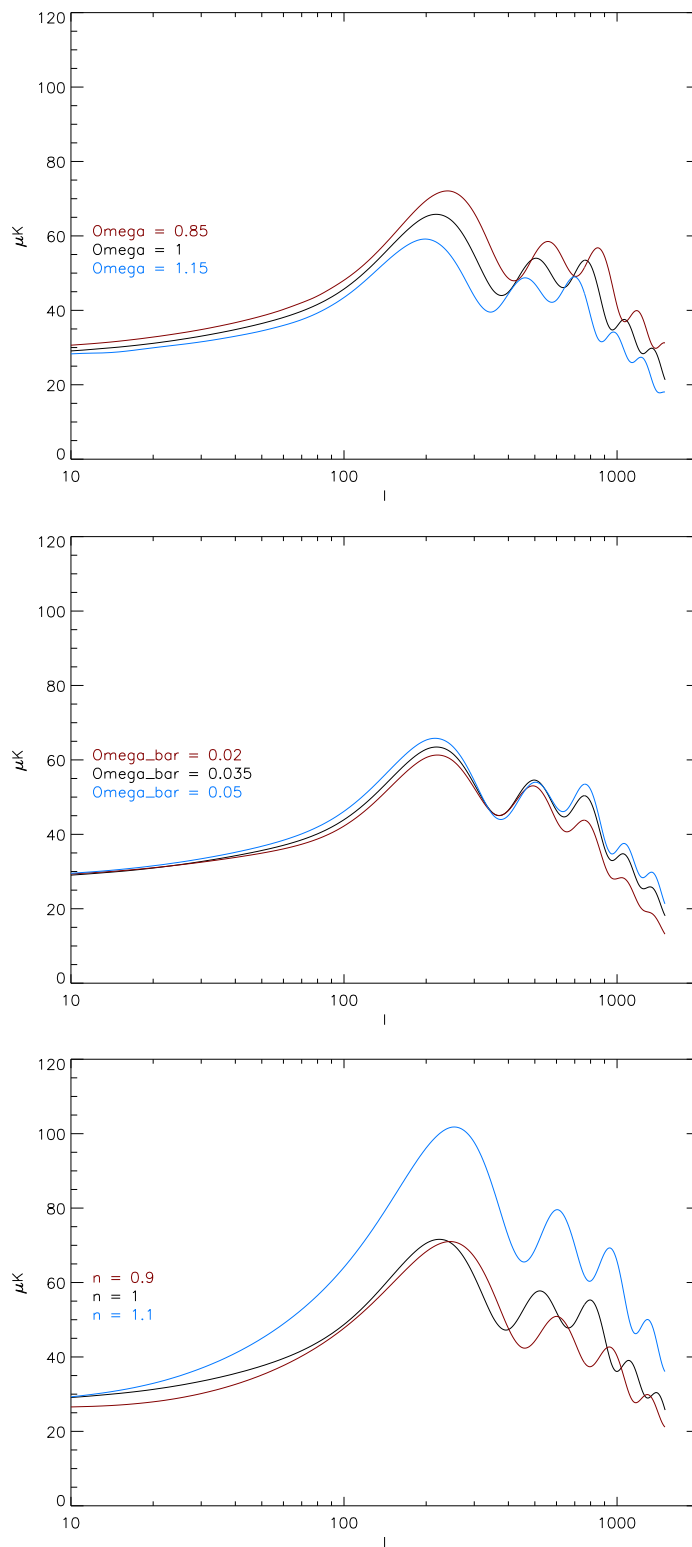


FIG. 4.33 – Spectres de puissance en C_l sans variance cosmique, normalisés à la mesure de COBE, en fonction des paramètres cosmologiques Ω (haut, modèles sans constante cosmologique), Ω_{bar} (centre, modèles sans constante cosmologique) et n , l'indice spectral des fluctuations (bas, modèles avec constante cosmologique dominante). Nous avons produit ces spectres en utilisant le logiciel CMBFAST 4.0 (Seljak & Zaldarriaga 1996).

Chapitre 5

Conclusion générale

*Nunc est bibendum.
C'est maintenant qu'il faut boire.*

Horace

Ce travail de thèse s'est inscrit dans le cadre de l'astrophysique submillimétrique et millimétrique, en plein développement aujourd'hui, développement qui culminera avec l'analyse des données des expériences Planck et Herschel. De nombreuses expériences concernant le continuum d'émission dans ce domaine de longueurs d'onde ont produit des résultats dans les dernières années ou les produiront bientôt, que ce soit dans le domaine de la science galactique ou extragalactique. Dans ce contexte, notre travail a permis de contribuer au développement des méthodes d'analyse et de la connaissance de l'astrophysique du continuum submillimétrique et millimétrique.

La construction de cartes occupe une place primordiale dans ce travail. Nous nous sommes intéressés au problème de l'inversion linéaire, dont nous avons étudié les solutions optimales. Notre travail sur les données de l'expérience submillimétrique ballon PRONAOS nous a permis de développer une nouvelle méthode, optimale, de construction de cartes pour cette expérience. Cette méthode utilise une matrice de Wiener permettant d'inverser le problème linéaire sur l'ensemble de la carte. Elle améliore considérablement la qualité des cartes PRONAOS par rapport à la méthode précédemment utilisée. Nous avons ainsi pu produire des cartes de l'émission de la poussière dans la Nébuleuse d'Orion M42 et le complexe M17, sans artéfacts de reconstruction, et dans lesquelles une grande quantité d'information utile est préservée, notamment dans les régions de très faible intensité où apparaissent souvent des nuages froids. Le traitement des données de M17 a fait l'objet du développement d'une méthode de construction de cartes plus avancée, dans laquelle le bruit supposé n'est pas indépendant du signal.

L'analyse de ces cartes d'intensité obtenues aux quatre longueurs d'onde de PRONAOS (200, 260, 360 et 580 μm) nous a permis de déduire les paramètres de l'émission des poussières dans l'ensemble des régions cartographiées. L'expérience PRONAOS est en effet capable, en complémentarité éventuelle avec IRAS, de dériver à la fois la température et l'indice spectral de la poussière. Ceci permet de ne pas faire de suppositions arbitraires sur la valeur de l'un ou l'autre paramètre. Nous avons étudié les régions de formation d'étoiles

massives que sont les complexes moléculaires associés aux nébuleuses M42 (Orion) et M17. La cartographie multi-bandes de ces régions par PRONAOS nous a permis de mettre en évidence des variations importantes de la température des poussières (environ de 10 K à 100 K) ainsi que de l'indice spectral submillimétrique (environ de 1 à 2.5). Nous avons mis en évidence des nuages froids dans Orion (11.8, 13.3, 16.9 et 17 K) près des cœurs chauds et actifs. Dans M17, nous avons également mis en évidence des régions froides (14, 17 et 17 K), bien que la résolution spatiale moins bonne aie tendance à moyennner l'émission des poussières. Dans les deux régions étudiées, nous mettons en évidence pour la première fois l'anticorrélation entre la température et l'indice spectral. Nous avons réalisé des simulations d'ajustements et montré que cet effet avait une réelle signification statistique. Nous avons également analysé comment la présence de plusieurs composantes de poussières sur la ligne de visée, ayant différentes températures, peut induire un tel effet d'anticorrélation. La conclusion très nette de ces investigations est que l'effet de mélanges de poussières ne peut pas expliquer l'ensemble de l'anticorrélation observée entre la température et l'indice spectral. Nous privilégions une explication fondamentale provenant de la physique microscopique des grains, dont l'effet a été mis en évidence par des expériences de laboratoire dans des domaines larges de température et de longueur d'onde. Cet effet va dans le sens de nos observations. Nous avons pu estimer les densités de colonne dans les régions observées, en modélisant de façon simple la relation entre la densité de colonne de milieu interstellaire et les paramètres de l'ajustement réalisé sur les données PRONAOS. Nous utilisons pour cela l'opacité à 100 μm provenant de deux modèles de grains, l'un standard, l'autre spécifique aux cœurs froids. Nous dérivons également les densités de colonne d'après des données CO, et il apparaît que les deux estimations sont généralement en bon accord. Nous dérivons des estimations des masses et densités dans les régions étudiées, qui font apparaître l'instabilité gravitationnelle possible de certains nuages froids.

Ce travail de thèse s'est également consacré aux méthodes d'analyse et à l'étude du rayonnement fossile (CMB). Nous avons développé et testé de nouvelles méthodes de construction de cartes pour les données concernant le rayonnement fossile, et simulé des stratégies d'observation d'expériences ballon et satellite supposées ou réelles. Les simulations d'expériences ballon utilisent une stratégie d'observation fondée sur des cercles à hauteur constante, ce qui obéit à des nécessités techniques simples et permet toutefois une grande variété de types d'observations, suivant l'élévation du faisceau, le lieu de lancement, le temps de vol, etc. Nous mettons en évidence les différents avantages de chaque type d'observation, notamment par rapport à nos méthodes de construction de cartes. Nous simulons également des données provenant d'expériences satellite observant par cercles orthogonaux au plan écliptique. Dans ce cas, qui est par exemple celui de Planck, il est possible de réaliser diverses observations en faisant varier l'angle d'élévation du faisceau au-dessus du plan écliptique, et de réaliser éventuellement une cartographie complète du ciel. Nous avons développé des méthodes optimales de construction de cartes pour les expériences CMB: une méthode de Wiener directe et des méthodes itératives (COBE, Wiener et généralisée). Ces méthodes permettent de traiter le problème de construction de cartes de façon optimale pour les larges trains de données des expériences CMB modernes, pour lesquelles l'application des méthodes optimales brutes n'est pas possible. Les méthodes itératives fonctionnent en construisant peu à peu la carte de bruit, en passant du domaine de la carte à celui du train de données, en filtrant de façon adéquate et en repas-

sant dans le domaine de la carte, ceci à chaque itération. Le choix des méthodes COBE ou Wiener dépend de l'*a priori* sur les propriétés statistiques du ciel observé. Nous avons testé chacune de ces méthodes sur différentes simulations d'expériences ballon et satellite, et il apparaît que les méthodes sont très efficaces pour reconstruire les cartes. La comparaison avec des méthodes telles que le moyennage par pixel ou le filtrage simple montre que là où les méthodes simples échouent, en laissant le bruit corrélé ou en éliminant le signal, les méthodes optimales obtiennent des résultats très satisfaisants. En particulier, les méthodes itératives sont très précises et éliminent presque totalement le bruit corrélé (bruit en $1/f$). Le bruit résiduel dans les cartes finales est constitué dans sa quasi-totalité de bruit blanc moyenné dans les pixels. Un peu de bruit corrélé reste néanmoins aux grandes échelles angulaires, mais avec un niveau négligeable par rapport au niveau des fluctuations du CMB. Nous comparons les différentes stratégies d'observation par rapport aux résultats des méthodes de construction de cartes, et nous en déduisons notamment qu'un nombre important de balayages croisés n'est pas nécessaire pour construire une carte parfaitement déstrieée. En revanche, en présence de systématiques périodiques avec la période de rotation (particulièrement non stationnaires), les méthodes ne convergent pas vers la bonne solution, ce qui est tout à fait normal, mais qui nécessite donc de s'affranchir de tels effets avant d'appliquer une de nos méthodes itératives de construction de cartes optimale.

Notre participation au traitement des données de l'expérience ballon Archeops s'est également concentrée sur la construction de cartes, mais nous avons également travaillé sur l'analyse ultérieure. Nous avons appliqué notre méthode itérative COBE ainsi que des méthodes simples pour construire des cartes des vols Trapani et KS1. Les résultats de la méthode optimale itérative sont faussés par la présence de bruits non stationnaires. De ce fait, le recouvrement des basses fréquences pour ces deux vols semble extrêmement difficile, malgré les méthodes de construction de cartes optimale développées dans plusieurs équipes de la collaboration Archeops. Par des méthodes simples de filtrage adéquat des basses fréquences très bruitées, nous construisons des cartes (personnelles et non officielles) de ces deux vols d'Archeops. Le vol de Trapani fournit une information galactique riche et fiable, mais peu d'information utile pour la cosmologie. La corrélation des pixels de notre carte Archeops de Trapani avec la carte COBE/DMR n'est pas convaincante, ce qui n'est pas étonnant au vu des erreurs de mesure dans ces deux cartes. Le premier vol à Kiruna, en revanche, donne des résultats très intéressants pour la cosmologie ainsi que pour la Galaxie. Les cartes que nous avons construites de façon simple pour différentes fréquences suggèrent fortement que l'on observe bien les fluctuations du CMB. Nous avons également déduit des spectres en C_l pour le vol KS1, que nous ne pouvons pas montrer dans ce mémoire. Nous montrons cependant quelques simulations qui suggèrent ce qu'Archeops pourrait être capable de faire en ce qui concerne l'estimation du spectre de puissance des anisotropies et la contrainte de certains paramètres cosmologiques.

L'avenir des observations dans les longueurs d'onde submillimétriques et millimétriques est très prometteur, notamment grâce aux futurs satellites Herschel et Planck. La communauté scientifique qui s'intéresse à l'Univers froid est en train de découvrir de nouvelles propriétés et de confirmer certaines théories tout en en infirmant d'autres. Dans le domaine des études galactiques, la structure du milieu interstellaire et ses propriétés physico-chimiques commencent à peine à être contraintes; l'anticorrélation entre la température et l'indice spectral que nous avons mise en évidence grâce aux données PRONAOS en est

un exemple. En ce qui concerne la cosmologie observationnelle par l'étude des anisotropies du rayonnement fossile, les choses commencent également à se préciser. La théorie de l'inflation commence à se confirmer, alors que celle des défauts topologiques semble condamnée. Les présences de matière noire non baryonique et d'énergie du vide sont très probables aujourd'hui. L'expérience Archeops devrait contribuer à confirmer (ou infirmer) ces découvertes. Il y a fort à parier que la contrainte des paramètres cosmologiques fasse de gros progrès dans les dix années qui viennent, venant confirmer ou infirmer les théories cosmologiques, et répondre à des questions fondamentales. Les trois dernières années ont vu les réponses à certaines questions se préciser fortement: l'Univers semble plat, infini, et rempli de matière et d'énergie sombres. D'autres questions sont pourtant toujours posées: quelle est la nature de la matière et de l'énergie sombres, par exemple. La mission Planck ne sera pas la fin de la cosmologie. L'Histoire apprend que de nouvelles questions apparaissent toujours, contraignant les théories à évoluer vers une compréhension toujours plus juste (disons plutôt toujours moins fausse) de notre monde...

Chapitre 6

Renseignements complémentaires

6.1 Campagnes, colloques, écoles

6.1.1 Campagnes

J'ai participé aux deux campagnes de l'hiver 2000-2001 pour Archeops, à Kiruna, en Laponie suédoise, respectivement en novembre-décembre et en janvier-février. Ces campagnes m'ont permis de participer à l'instrumentation attendant à mon sujet de thèse, notamment sur la connaissance de la structure d'une expérience ballon et de ses détecteurs. Elles m'ont également permis de participer au contrôle de la mission en vol.

J'ai aussi participé à la campagne de lancement de PRONAOS, pour son troisième vol en septembre 1999, depuis le centre de contrôle du CNES à Toulouse.

6.1.2 Colloques

J'ai pris part à des conférences qui m'ont permis de présenter mes travaux, de communiquer avec les chercheurs et jeunes chercheurs dans le monde, et de développer une vision globale de la recherche dans mon domaine. Voici l'ensemble des colloques, conférences ou "ateliers" auxquels j'ai participé:

- Colloque Rencontres de Moriond "Energy densities in the Universe", 22-29 janvier 2000, Les Arcs, Savoie, France. Participation au colloque.

- Colloque "From darkness to light", 3-8 avril 2000, Cargèse, Corse, France. Participation au colloque, présentation orale concernant Orion, article d'actes Dupac *et al.* 2001 *coll. a.*

- Colloque "Galactic structure, stars and the interstellar medium", mai 2000, à Grand Teton, États-Unis. Présentation d'un poster concernant Orion.

- Colloque "Mining the sky", 31 juillet - 4 août 2000, Garching, Allemagne. Participation au colloque, présentation d'un poster concernant les méthodes de construction de cartes pour le CMB, article d'actes Dupac & Giard 2001 *coll. b.*

- Colloque "Infrared and submillimeter space astronomy" en hommage à Guy Serra, 11-13 juin 2001, Toulouse. Participation au colloque, présentation d'un poster concernant Orion et M17, article d'actes Dupac *et al.* 2002 *coll. c.*

- "Planck workshop on image processing", 4-6 juillet 2001, Pise, Italie. Participation au colloque, présentation orale concernant les méthodes de construction de cartes pour

Planck.

- Colloque 2K1BC “Experimental cosmology at millimetre wavelengths”, 9-13 juillet 2001, Breuil-Cervinia, Val d’Aoste, Italie. Participation au colloque, présentation d’un poster concernant les méthodes de construction de cartes pour le CMB, article d’actes Dupac 2002 *coll. d.*

- Conférence “Infrared and millimeter waves” (IRMMW), 10-14 septembre 2001, Toulouse. Participation au colloque, présentation orale concernant l’expérience Archeops et le rayonnement fossile, article d’actes Dupac *et al.* 2002 *coll. e.*

À ceci s’ajoute les nombreuses réunions et ateliers de travail de la collaboration Archeops.

6.1.3 Écoles

Ma participation à deux écoles d’été m’a permis d’étendre mon expérience à des domaines plus larges de l’astronomie.

- École d’été “Extragalactic astronomy and cosmology from space”, 18-27 juillet 2000, Alpbach, Tyrol, Autriche. Cours concernant l’astronomie extragalactique spatiale et développement du projet de mission spatiale SNOOPY (voir section 3.8.3).

- École d’été IRAM “Millimeter observing techniques and applications”, 14-21 septembre 2001, Pradollano, Sierra Nevada, Espagne. Apprentissage de l’observation au radiotélescope millimétrique de 30 m de l’IRAM, et cours concernant la science attenante.

6.2 Liste des publications

Cette liste comprend les articles dans lesquels nous apparaissions comme premier auteur ou co-auteur, dans des journaux (avec rapporteur) ou dans des rapports de conférences. Les articles de journaux sont présentés dans leur totalité en annexe à la fin du volume.

6.2.1 Articles de journaux (rang A) en premier auteur

Classement dans l’ordre chronologique:

X. Dupac, M. Giard, J.-P. Bernard, J.-M. Lamarre, C. Mény, F. Pajot, I. Ristorcelli, G. Serra, J.-P. Torre: *Submillimeter mapping and analysis of cold dust condensations in the Orion M42 star forming complex*, accepté le 9 jan. 2001, *ApJ*, 553, 604-612, juin 2001

arXiv.org: astro-ph/0102407

X. Dupac & M. Giard: *Map-making methods for Cosmic Microwave Background experiments*, accepté le 17 oct. 2001, *MNRAS*, 330 (3), 497-505, mars 2002

arXiv.org: astro-ph/0110407

X. Dupac, M. Giard, J.-P. Bernard, N. Boudet, J.-M. Lamarre, C. Mény, F. Pajot, É. Pointecouteau, I. Ristorcelli, G. Serra, B. Stepnik, J.-P. Torre: *Submillimeter dust emission of the M17 complex with PRONAOS*, accepté le 12 juin 2002, *A&A*, 392, 691-698, sept. 2002

6.2.2 Articles de journaux (rang A) en co-auteur

A. Benoît et al.: *Archeops: A High Resolution, Large Sky Coverage Balloon Experiment for Mapping CMB Anisotropies*, *Astropart. Physics*, 17, 101-124, mai 2002

arXiv.org: astro-ph/0106152

6.2.3 Articles de colloques en premier auteur

Classement dans l'ordre chronologique:

X. Dupac, M. Giard, J.-P. Bernard, J.-M. Lamarre, F. Pajot, I. Ristorcelli, G. Serra, J.-P. Torre: *Analysis of ProNaOS submillimeter maps in the M42 Orion Nebula - Temperature - spectral index inverse correlation in several regions*, proceeding du colloque "From Darkness to Light" à Cargèse, avril 2000, ASP conf. series vol. 243, éd. T. Montmerle & P. André, p. 319-324, 2001

arXiv.org: astro-ph/0102104

X. Dupac & M. Giard: *How to make CMB maps from huge timelines with small computers*, proceeding du colloque "Mining the Sky" à Garching, août 2000, Springer ESO Symposia, éd. Banday, Zaroubi, Bartelmann, p. 432-434, 2001

arXiv.org: astro-ph/0102102

X. Dupac & la collaboration PRONAOS: *Dust emission in massive star-forming regions with PRONAOS: the Orion and M17 molecular clouds*, proc. du colloque G. Serra à Toulouse, juin 2001, EAS pub. series vol. 4, éd. Giard, Bernard, Klotz et Ristorcelli, p. 263-267, 2002

arXiv.org: astro-ph/0110551

X. Dupac: *Iterative map-making methods for Cosmic Microwave Background data analysis*, proc. du workshop 2K1BC à Breuil-Cervinia, Italie, juillet 2001, AIP conf. proceedings vol. 616, éd. M. de Petris et M. Gervasi, p. 360-362, 2002

arXiv.org: astro-ph/0109509

X. Dupac & la collaboration Archeops: *Archeops: a large sky coverage millimeter experiment for mapping Cosmic Microwave Background anisotropies*, proc. du colloque Infrared and Millimeter Waves (IRMMW) à Toulouse, sept. 2001

[avec comité de lecture et rapporteur]

arXiv.org: astro-ph/0110221

6.2.4 Articles de colloques en co-auteur (liste non exhaustive)

Classement dans l'ordre chronologique:

J.-P. Bernard et al.: *Implications of the PRONAOS observations for the large scale surveys with FIRST*, *The Promise of the Herschel Space Observatory*, éd. G.L. Pilbratt,

A. Benoît & la collaboration Archeops: *Archeops: a balloon experiment for measuring the Cosmic Microwave Background anisotropies*, proc. of the 15th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, ESA-SP-471, p. 431, 2001

F.-X. Désert & la collaboration Archeops: *Archeops: A CMB anisotropy balloon experiment with a broad range of angular scales*, proc. of the G. Serra Conference Submillimeter Space Astronomy: A Window on the Cold Universe, Toulouse, EAS pub. series vol. 4, éd. Giard, Bernard, Klotz et Ristorcelli, p. 219-223, 2002
arXiv.org: astro-ph/0112010

C. Mény, N. Boudet, J.-P. Bernard, X. Dupac, M. Giard, J.-M. Lamarre, F. Pajot, I. Ristorcelli, G. Serra, B. Stepnik, J.-P. Torre: *PRONAOS submillimeter observation of the Cygnus X IC 1318A nebula*, proc. of the G. Serra Conference Submillimeter Space Astronomy: A Window on the Cold Universe, Toulouse, EAS pub. series vol. 4, éd. Giard, Bernard, Klotz et Ristorcelli, p. 127-131, 2002

I. Ristorcelli, B. Stepnik, X. Dupac, A. Abergel, J.-P. Bernard, N. Boudet, M. Giard, J.-M. Lamarre, C. Mény, F. Pajot, J.-P. Torre, G. Serra: *PRONAOS observations of the interstellar medium: new insights on interstellar dust*, proc. of the G. Serra Conference Submillimeter Space Astronomy: A Window on the Cold Universe, Toulouse, EAS pub. series vol. 4, éd. Giard, Bernard, Klotz et Ristorcelli, p. 9-17, 2002

A. Benoît & la collaboration Archeops: *Archeops: A balloon experiment to measure CMB anisotropies with a broad range of angular sizes*, proc. of the 2K1BC conf.: Experimental Astronomy at Millimeter Wavelengths, Breuil-Cervinia, Val d'Aoste, Italie, juillet 2001, AIP conf. proceedings vol. 616, éd. M. de Petris et M. Gervasi, p. 31-38, 2002
arXiv.org: astro-ph/0112012

F. Nati et al.: *A simple and reliable star sensor for spinning payloads*, proc. of the 2K1BC conf.: Experimental Astronomy at Millimeter Wavelengths, Breuil-Cervinia, Val d'Aoste, Italie, juillet 2001, AIP conf. proceedings vol. 616, éd. M. de Petris et M. Gervasi, p. 52-55, 2002

J.-C. Hamilton & la collaboration Archeops: *Archeops, mapping the CMB sky from large to small angular scales*, proc. of the TAUP 2001 conference, LNGS, Italie, Sept. 2001
arXiv.org: astro-ph/0112009

A. Amblard & la collaboration Archeops: *Archeops: CMB Anisotropies Measurement from Large to Small Angular Scale*, proc. of the Cosmo-01 Workshop, Rovaniemi, Finlande, 29 août - 4 sept. 2001
arXiv.org: astro-ph/0112205

Bibliographie

- Agladze, N.I., Sievers, A.J., Jones, S.A., Burlitch, J.M., Beckwith, S.V.W.: 1996, *ApJ*, 462, 1026-1040
- Bakes, E.L.O.: 1997, *The Astrochemical Evolution of the Interstellar Medium*, Twin Press
- Bally, J., Stark, A.A., Wilson, R.W., Langer, W.D.: 1987, *ApJ*, 312L, 45B
- Bally, J., Langer, W.D., Liu, W.: 1991, *ApJ*, 383, 645-663
- Becklin, E.E., Neugebauer, G.: 1967, *ApJ*, 147, 799
- Benoît, A., *et al.*: 2002, *Astropart. Physics*, 17, 101
- Benoît, A., *et al.*: 2000, *A&A Suppl.*, 141, 523B
- Benoît, A., Pujol, S.: 1994, *Cryogenics*, 34, 421
- Bernard, J.-P., *et al.*: 1999, *A&A*, 347, 640
- Boggess, N.W., *et al.*: 1992, *ApJ*, 397, 420
- Bond, J.R., Efstathiou, G., Tegmark, M.: 1997, *MNRAS Lett.*, 291, L33
- Buisson, F., Duran, M.: 1990, *Proc. 29th Liège Colloq., ed. B. Kaldeich (Paris: ESA)*, 314
- Bunn, E.F., Fisher, K.B., Hoffman, Y., Lahav, O., Silk, J., Zaroubi, S.: 1994, *ApJ*, 432, L75
- Castets, A., Duvert, G., Dutrey, A., Bally, J., Langer, W.D., Wilson, R.W.: 1990, *A&A*, 234, 469-486
- Castets, A., Langer, W.D.: 1995, *A&A*, 294, 835C
- Caux, E., Serra, G.: 1986, *A&A Lett.*, 165, L5
- Chini, R., *et al.*: 1997, *ApJ*, 474, L135
- Chini, P., Creysa, E., Mezger, P.G., Gemund, H.P.: 1984, *A&A*, 137, 117
- Chini, R., Elsässer, H., Neckel, T.: 1980, *A&A*, 91, 186
- de Bernardis, P., *et al.*: 2000, *Nature*, 404, 955
- de Bernardis, P., *et al.*: 2002, *ApJ*, 564, 559
- de Graauw, T., Helmich, F.P.: 2001, *proc. du coll. The Promise of the Herschel Space Observatory, déc. 2000, Tolède, éd. G.L. Pilbratt, J. Cernicharo, A.M. Heras, T. Prusti, R. Harris, ESA SP-460, p. 45-51*
- Delabrouille, J.: 1998, *A&A Suppl.*, 127: 555
- Désert, F.-X., Boulanger, F., Puget, J.L.: 1990, *A&A*, 237, 215
- Doré, O., Teyssier, R., Bouchet, F.R., Vibert, D., Prunet, S.: 2001, *A&A*, 374, 358
- Draine, B.T., Lee, H.M.: 1984, *ApJ*, 285, 89
- Draine, B.T., Anderson, N.: 1985, *ApJ*, 292, 494
- Draine, B.T., Li, A.: 2001, *ApJ*, 551, 807

- Dudorov, A.E., Stepanov, C.E.: 1997, *Ap&SS*, 252, 273
- Dunne, L., Eales, S.A.: 2001, *MNRAS*, 327, 697
- Dupac, X.: 1999, *Rapport de stage de DEA de l'Université Paul Sabatier Toulouse III*
- Dupac, X., Giard, M., Bernard, J.-P., Lamarre, J.-M., Mény, C., Pajot, F., Ristorcelli, I., Serra, G., Torre, J.-P.: 2001, *ApJ*, 553, 604
- Dupac, X., Giard, M., Bernard, J.-P., Lamarre, J.-M., Pajot, F., Ristorcelli, I., Serra, G., Torre, J.-P.: 2001, *coll. a, proc. du coll. "From Darkness to Light", 2000, à Cargèse, éd. T. Montmerle & P. André, ASP Conference Series, vol. 243, p. 319-324*
- Dupac, X., Giard, M.: 2001, *coll. b, proc. du coll. "Mining the Sky", 2000, à Garching, éd. Bandy, Zaroubi, Bartelmann, Springer ESO Symposia, p. 432-434*
- Dupac, X., Giard, M.: 2002, *MNRAS*, 330 (3), 497
- Dupac, X., Giard, M., Bernard, J.-P., Boudet, N., Lamarre, J.-M., Mény, C., Pajot, F., Pointecouteau, É., Ristorcelli, I., Serra, G., Stepnik, B., Torre, J.-P.: 2002, *A&A*, 392, 691
- Dupac, X. et la coll. PRONAOS: 2002, *coll. c, proc. du coll. Guy Serra à Toulouse, EAS pub. series vol. 4, éd. Giard, Bernard, Klotz et Ristorcelli, p. 263-267*
- Dupac, X.: 2002, *coll. d, proc. du workshop 2K1BC à Breuil-Cervinia, juillet 2001*
- Dupac, X. et la coll. Archeops: 2002, *coll. e, proc. du coll. IRMMW à Toulouse, sept. 2001*
- Dutrey, A., Duvert, G., Castets, A., Langer, W.D., Bally, J., Wilson, R.W.: 1993, *A&A*, 270, 468D
- Dwek, E., *et al.*, *ApJ*, 475, 565
- Efstathiou, G., Bond, J.R.: 1999, *MNRAS*, 304, 75
- Elmegreen, B.G., Lada, C.J., Dickinson, D.F.: 1979, *ApJ*, 230, 415
- Emerson, D.T., Klein, U., Haslam, C.G.T.: 1979, *A&A*, 76, 92
- Filliatre, P.: 2002, *Thèse de Doctorat de l'Université J. Fourier Grenoble, en prép.*
- Franco, J., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Rozyczka, M., Mirabel, I.F.: 1988, *ApJ*, 333, 826
- Gamow, G.: 1948, *a, Phys. Rev.*, 74, 505
- Gamow, G.: 1948, *b, Nature*, 162, 680
- Gatley, I., Becklin, E.E., Sellgren, K., Werner, M.W.: 1979, *ApJ*, 233, 575
- Gazol, A., Vázquez-Semadeni, E., Sánchez-Salcedo, F.J., Scalo, J.: 2001, *ApJ Lett.*, 557, L121
- Genzel, R., Stutzki, J.: 1989, *Ann. Rev. A&A*, 27, 41
- Giard, M., Serra, G., Caux, E., Pajot, F., Lamarre, J.-M.: 1988, *A&A Lett.*, 201, L1
- Giard, M., Hivon, É., Nguyen, C., Gispert, R., Górski, K.M., Lange, A., Ristorcelli, I.: 1999, *astro-ph/9907208*
- Glushkov, Y.I.: 1998, *Astronomy Reports*, 42, 137
- Goldsmith, P.F., Bergin, E.A., Lin, D.C.: 1997, *ApJ*, 491, 615
- Górski, K.M., Hivon, É., Wandelt, B.D.: 1999, *proc. du coll. MPA-ESO "Evolution of large scale structure" à Garching, 1998, éd. A.J. Bandy, R.K. Sheth, L.N. da Costa, IPSKAMP NL, p.37, astro-ph/9812350*
- Goudis, C.: 1982, *The Orion complex, a case study of interstellar matter, D. Reidel*

- Greaves, J.S., White, G.J., Williams, P.G.: 1992, *A&A*, 257, 731
- Griffin, M.J., Swinyard, B.M., Vigroux, L.: 2001, *proc. du coll. The Promise of the Herschel Space Observatory, déc. 2000, Tolède, éd. G.L.Pilbratt, J.Cernicharo, A.M.Heras, T.Prusti, R.Harris, ESA SP-460, p. 37-44*
- Halverson, N.W.: 2002, *ApJ*, soumis, astro-ph/0104489
- Hanany, S., *et al.*: 2000, *ApJ*, 545, L5
- Harper, D.A., Low, F.J., Rieke, G.H., Thronson, H.A.: 1976, *ApJ*, 205, 136
- Harper, D.A.: 1974, *ApJ*, 192: 557-576
- Harper, D.A., Low, F.J.: 1971, *ApJ Lett.*, 165, L9
- Hauser, M.G., Silverberg, R.F., Stier, M.T., Kelsall, T., Gezari, D.Y., Dwek, E., Walser, D., Mather, J.C., Cheung, L.H.: 1984, *ApJ*, 285, 74
- Hayakawa, S., Matsumoto, T., Murakami, H., Uyama, K., Thomas, J.A., Yamagami, T.: 1981, *A&A*, 100, 116
- Hillenbrand, L.: 1997, *Astron. J.*, 113, 1733
- Hivon, É., Górski, K.M., Netterfield, C.B., Crill, B.P., Prunet, S., Hansen, F.: 2002, *ApJ*, 567, 2
- Hollenbach, D.J.: 1989, *proc. of the 135th IAU symp. on interstellar dust, éd. L. J. Allamandola et A. G. G. M. Tielens, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p.227*
- Hoyle, F., Wickramasinghe, N.C.: 1988, *Ap&SS*, 140, 191
- Hu, W., Sugiyama, N.: 1995, *ApJ*, 444, 489
- Hu, W., Sugiyama, N., Silk, J.: 1997, *Nature*, 386, 37
- Hubble, E., Humason, M.L.: 1931, *ApJ*, 74, 43
- Huggins, W.: 1865, *On the spectrum of the great nebula in the sword-handle of Orion, Strangeways & Walden, Londres*
- Huggins, W.: 1882, *The Observatory*, 5, 106
- Janssen, M.A., Gulkis, S.: 1992, *Proc. of the NATO adv. study inst., Les Houches*
- Johnstone, D., Bally, J.: 1999, *ApJ*, 510: L49
- Jorgensen, H.E., Kotok, E., Naselsky, P., Novikov, I.: 1995, *A&A*, 294, 639
- Kamionkowski, M., Kosowsky, A., Stebbins, A.: 1997, *Phys. Rev. D*, 55, 7368
- Käuffl, H.U., Siebenmorgen, R.: 1995, *The role of dust in the formation of stars, Proc. ESO Workshop Garching*
- Kleinmann, D.E., Low, F.J.: 1967, *ApJ*, 149: L1
- Knapp, G.R., Sandell, G., Robson, E.I.: 1993, *ApJ Suppl.*, 88, 173
- Kutner, M.L., Tucker, K.D., Chin, G., Thaddeus, P.: 1977, *ApJ*, 215: 521-528
- Lada, C.J.: 1976, *ApJ Suppl.*, 32, 603
- Lamarre, J.-M., *et al.*: 1998, *ApJ Lett.*, 507, L5
- Lamarre, J.M., *et al.*: 1994, *Infrared Phys. Tech.*, 35, 277
- Larson, R.B.: 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Laureijs, R.J., Chlewicki, G., Clark, F.O.: 1988, *A&A Lett.*, 192, L13
- Laureijs, R.J., Clark, F.O., Prusti, T.: 1991, *ApJ*, 372: 185
- Lee, A.T., *et al.*: 2001, *ApJ Lett.*, 561, L1

- Lemke, D., Harris, A.W.: 1981, *A&A*, 99, 285
- Li, A., Greenberg, J.M.: 1997, *A&A*, 323, 566
- Lilley, A.E.: 1955, *ApJ*, 121, 559
- Lineweaver, C.H., Tenorio, L., Smoot, G.F., Keegstra, P., Banday, A.J., Lubin, P.: 1996, *ApJ*, 470, 38
- Lis, D.C., Serabyn, E., Keene, J., Dowell, C.D., Benford, D.J., Phillips, T.G., Hunter, T.R., Wang, N.: 1998, *ApJ*, 509, 299
- Low, F.J., Aumann, H.H.: 1970, *ApJ Lett.*, 162, L79
- Maddalena, R.J., Morris, M., Moscowitz, J., Thaddeus, P.: 1986, *ApJ*, 303: 375
- Mathis, J.S., Rumpl, W., Nordsieck, K.H.: 1977, *ApJ*, 217, 425
- McKee, C.F., Ostriker, J.P.: 1977, *ApJ*, 218, 148
- Meixner, M., Haas, M.R., Tielens, A.G.G.M., Erickson, E.F., Werner, M.: 1992, *ApJ*, 390, 499
- Mennella, V., Colangeli, L., Bussoletti, E.: 1995, *A&A*, 295, 165
- Mennella, V., Brucato, J.R., Colangeli, L., Palumbo, P., Rotundi, A., Bussoletti, E.: 1998, *ApJ*, 496, 1058
- Mezger, P.G., Wink, J.E., Zylka, R.: 1990, *A&A*, 228, 95
- Montier, L.: 2002, *Rapport de DEA de l'Université Toulouse III*
- Mookerjee, B., Ghosh, S.K., Rengarajan, T.N., Tandon, S.N., Verma, R.P.: 2000, *A&A*, 120, 1954M
- Nagahama, T., Mizuno, A., Ogawa, H., Fukui, Y.: 1998, *Astron. J.*, 116, 1, 336-348
- Netterfield, C.B, *et al.* : 2002, *ApJ*, 571, 604
- Okuda, H.: 1981, *Infrared astronomy, Proceedings of the Symposium, Kona, HI, June 23-27, 1980, A82-33729 16-90, Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., p. 247-260*
- Ossenkopf, V.: 1993, *A&A*, 280, 617
- Ossenkopf, V., Henning, T.: 1994, *A&A*, 291, 943-959
- Padin, S., *et al.* : 2001, *ApJ Lett.*, 549, L1
- Penzias, A.A., Wilson, R.W.: 1965, *ApJ*, 142, 419
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N.: 2001, *proc. du coll. The Promise of the Herschel Space Observatory, déc. 2000, Tolède, éd. G.L.Pilbratt, J.Cernicharo, A.M.Heras, T.Prusti, R.Harris, ESA SP-460, p. 29-36*
- Pointecouteau, É.: 1999, *Thèse de Doctorat de l'Université Toulouse III*
- Prunet, S.: 2001, *Proc. du coll. Moriond 2000, Les Arcs, France*
- Rainey, R., White, G.J., Gatley, I., Hayashi, S.S., Kaifu, N., Griffin, M.J., Monteiro, T.S., Cronin, N.J., Scivetti, A.: 1987, *A&A*, 171, 252
- Ristorcelli, I.: 1995, *Thèse de Doctorat de l'Université Paul Sabatier Toulouse III*
- Ristorcelli, I., De Luca, A., Giard, M., Pajot, F., Torre, J.-P., Serra, G., Lamarre, J.M.: 1995, *Proc. ESO Workshop Garching*
- Ristorcelli, I., Serra, G., Lamarre, J.M., Giard, M., Pajot, F., Bernard, J.-P., Torre, J.P., De Luca, A., Puget, J.L.: 1998, *ApJ*, 496: 267-273
- Ristorcelli, I., Serra, G., Lamarre, J.-M., Giard, M., Bernard, J.-P., Pajot, F., Torre, J.-P., Abergel, A., Lagache, G., Puget, J.-L.: 1998, *Les Houches Colloq.*

- Rohlfs, K., Wilson, T.L., Hüttemeister, S.: 2000, *Tools of Radioastronomy*, Springer A&A Library
- Sales, N., Chabaud, J.-P., Giard, M., Brockman, B., Clavier, J.-P.: 1991, *Experimental Astron.*, 2, 1-26
- Schlegel, D.J., Finkbeiner, D.P., Davis, M.: 1998, *ApJ*, 500, 525
- Sekimoto, Y., *et al.*: 1999, *proc. of Star Formation 1999, Nagoya*, Ed.: T. Nakamoto
- Seljak, U.: 1994, *ApJ Lett.*, 435, L87
- Seljak, U., Zaldarriaga, M.: 1996, *ApJ*, 469, 437
- Smoot, G.F., *et al.*: 1992, *ApJ Lett.*, 396: L1
- Snyder, L.E.: 1997, *proc. SPIE 3111*, 296
- Stepnik, B.: 2001, *Thèse de l'Université Paris VI*
- Stepnik, B., *et al.*: 2002, *A&A*, sous presse
- Stutzki, J., Güsten, R.: 1990, *ApJ*, 356, 513
- Sunyaev, R.A., Zeldovich, Y.B.: 1970, *Ap&SS*, 7, 3
- Tauber, J.: 2000, *IAU Symposium 204 in Manchester*
- Tegmark, M.: 1995, *proc. Enrico Fermi, Varenna*, astro-ph/9511148
- Tegmark, M., Efstathiou, G.: 1996, *MNRAS*, 281, 1297
- Tegmark, M.: 1997, *ApJ*, 480, L87
- Tegmark, M., de Oliveira-Costa, A., Devlin, M.J., Netterfield, C.B., Page, L., Wollack, E.J.: 1997, *ApJ Lett.*, 474:L77
- Thronson, H.A. *et al.*: 1986, *Astron. J.*, 91, 1350-1356
- Tielens, A., Hollenbach, D.J.: 1985, *ApJ*, 291, 722-746
- van de Hulst, H.C., Muller, C.A., Oort, J.H.: 1954, *Bulletin of the Astronomical Institute of the Netherlands*, vol. 12, p.117
- Weintraub, D.A., Sandell, G., Duncan, W.D.: 1989, *ApJ Lett.*, 340, L69
- Wiener, N.: 1949, *Extrapolation and Smoothing of Stationary Time Series*, NY: Wiley
- Wilson, C., Howe, J., Balogh, M.: 1999, *ApJ*, 517, 174
- Wilson, T.L., Fazio, G.G., Jaffe, D., Kleinmann, D., Wright, E.L., Low, F.J.: 1979, *A&A*, 76, 86
- Wright, E.: 1999, *New Astr.*, 43, 257
- Zaldarriaga, M., Spergel, D.N., Seljak, U.: 1997, *ApJ*, 488, 1
- Zaroubi, S., Hoffman, Y., Fisher, K.B., Lahav, O.: 1995, *ApJ*, 449, 446

Ce travail de thèse s'inscrit dans le développement de l'astrophysique des rayonnements infrarouge lointain et millimétrique. Nous avons travaillé sur le traitement et l'analyse de données concernant le milieu interstellaire galactique à travers l'émission thermique des poussières, et la cosmologie à travers l'observation des fluctuations du rayonnement fossile. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la construction de cartes optimales par des méthodes d'inversion linéaire. Ceci nous a permis de développer une nouvelle méthode de construction de cartes pour l'expérience ballon submillimétrique PRONAOS, fondée sur une matrice d'inversion de Wiener, qui reconstruit la carte de façon globale. L'analyse des cartes de PRONAOS dans les complexes de formation d'étoiles massives que sont Orion et M17 a ensuite permis de découvrir les variations importantes des conditions physiques du milieu et des propriétés des poussières. Nous avons notamment mis en évidence des condensations froides ($T \approx 10 - 20$ K) à proximité des centres actifs de formation d'étoiles. Certains de ces nuages froids pourraient être gravitationnellement instables. Il apparaît également une anticorrélation entre la température et l'indice spectral submillimétrique. Nos investigations concernant cet effet favorisent des causes liées à la physique intrinsèque des grains. Nous avons également développé des méthodes optimales de construction de cartes pour les expériences mesurant les fluctuations du rayonnement fossile. Nous avons simulé différentes stratégies d'observation d'expériences ballon et satellite (tel que Planck), construit différents trains de données et appliqué nos méthodes de construction de cartes à ces données simulées. Les méthodes itératives développées (COBE et Wiener) permettent de reconstruire la carte du ciel avec une grande précision, malgré la grande quantité de bruit autocorrélé présent dans les trains de données. Nous avons également participé au traitement et à l'analyse des données de l'expérience ballon Archeops. En présence de bruit important et ayant des caractéristiques statistiques complexes, nous avons appliqué des méthodes simples de construction de cartes et d'estimation du spectre de puissance des fluctuations.

Mots clefs: construction de cartes - ballons - milieu interstellaire - poussière - cosmologie - rayonnement fossile

This work takes part of the development of far-infrared and millimeter astrophysics. We have worked on the data processing and analysis in the fields of the Galactic interstellar medium, through the dust thermal emission, and cosmology through the observation of the cosmic microwave background fluctuations. We have been particularly interested in optimal map-making by inverse linear methods. We have developed a new map-making method for the balloon-borne submillimeter experiment PRONAOS, based on a Wiener inversion matrix, which allows to globally reconstruct the map. The analysis of PRONAOS maps in massive star-forming complexes as Orion and M17 allowed us to discover the large variations of the physical conditions and the dust properties. Notably, we showed cold condensations ($T \approx 10 - 20$ K) near the active star-forming centers. Some of these cold clouds could be gravitationally unstable. Also, we showed an anticorrelation between the temperature and the submillimeter spectral index. Our investigations concerning this effect favour causes related to the intrinsic physics of the grains. We have also developed optimal map-making methods for the experiments aiming at measuring the cosmic microwave background fluctuations. We simulated several different observation strategies for balloon-borne or satellite experiments (such as Planck), constructed timelines and applied our map-making methods to these simulated data. The iterative methods that we have developed (COBE and Wiener) allow to reconstruct the sky maps very accurately, in spite of the large amount of self-correlated noise present in the timelines. We have also worked on the data processing and analysis for the Archeops balloon-borne experiment. In the presence of much noise having complex statistical properties, we have applied simple map-making and power spectrum estimation methods.

Key words: map-making - balloons - interstellar medium - dust - cosmology - cosmic microwave background