



HAL
open science

Etalonnage de Herschel/HIFI: approche système et expérimentale d'un instrument scientifique spatial. Etude observationnelle de coeurs denses galactiques.

David Teyssier

► **To cite this version:**

David Teyssier. Etalonnage de Herschel/HIFI: approche système et expérimentale d'un instrument scientifique spatial. Etude observationnelle de coeurs denses galactiques.. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT: . tel-00001957

HAL Id: tel-00001957

<https://theses.hal.science/tel-00001957v1>

Submitted on 11 Nov 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique
d'Ile de France

Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : MÉTHODES INSTRUMENTALES EN ASTROPHYSIQUE
ET TECHNIQUES SPATIALES

par

David Teyssier

Étalonnage de Herschel/HIFI : approche système et expérimentale d'un instrument scientifique spatial. Étude observationnelle de cœurs denses galactiques.

Soutenue le 27 septembre 2002 devant le jury composé de :

Pierre Encrenaz	Président
Michel Pérault	Directeur
Martin Giard	Rapporteur
Peter Schilke	Rapporteur
Bernard Lazareff	Examineur
Nicholas D. Whyborn	Examineur

Laboratoire d'Étude du Rayonnement de la Matière en Astrophysique
École Normale Supérieure & Observatoire de Paris, CNRS FRE 2460
24, rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Martin Giard et Peter Schilke pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, et pour avoir sacrifié une partie de leur été à la lecture laborieuse de mon manuscrit. Je remercie également Pierre Encrenaz pour avoir présidé mon jury de thèse, ainsi que pour le soutien qu'il m'a toujours apporté depuis que je le connaît. Bernard Lazareff et Nicholas Whyborn, examinateurs de ma thèse, m'ont offert un regard de nature plus "ingénieur" sur ce travail. Je les en remercie également très chaleureusement. Je dois une reconnaissance immense à Michel Pérault sans qui rien de ce que j'ai réalisé pendant toutes ces années n'aurait été possible. Michel, je ne te remercierai jamais assez pour avoir pressenti en moi cet attrait pour la recherche alors que je n'étais encore qu'un prétendant coopérant, puis pour ton immense patience lorsque tu as fait mûrir en moi ce projet de thèse lorsque j'étais encore à Grenade. Tes connaissances et ta compréhension d'un très nombre de domaines m'ont permis de cultiver jusqu'au bout les volets à la fois astronomiques et instrumentaux de mon travail, une dualité dont je sais aujourd'hui qu'elle m'est nécessaire.

Je remercie également Yves Viala pour m'avoir accueilli au LERMA, ainsi tous les membres du laboratoire pour leur aide précieuse et les discussions animées que nous avons pu avoir durant ces trois ans, Edith Falgarone, Maryvonne Gerin, Patrick Boissé, Jean-François Panis, Jean-François Rabasse (mon sauveur dans de si nombreuses situations!), Morvan Salez, Christophe Dupraz, Marie-Françoise Ducos. Je pense également à tous les "juniors" de la petite communauté française, Patrick Hennebelle, Jérôme Pety (OK, vous n'êtes plus vraiment des "juniors"!), Pierre Hily-Blant, David Fossé, François Levrier, Marc-Antoine, Bertrand Stepnik, Emilie Habart, dont je garde le souvenir inaltérable de longs fou-rires et d'un mutuel soutien, aussi bien dans les moments les plus faciles comme les plus durs de cette thèse. Continuez à vous serrez les coudes! Je souhaite remercier également les personnes avec lesquelles j'ai eu l'occasion de travailler dans le cadre du projet HIFI, Carsten Kramer, Frank Helmich, Pjotr Roelfsema, Willem Luinge, Volker Ossenkopf, pour ne citer qu'eux.

Une des particularités du métier d'astronome qui m'a le plus frappé est cette facilité avec laquelle j'ai pu prendre contact avec des chercheurs qui ne me connaissaient pas. Je garde de ces échanges et rencontres le souvenir de personnes incroyablement ouvertes et disponibles, et qui pour beaucoup sont désormais des collaborateurs précieux, mais surtout des amis. Je pense en particulier à Emmanuel Dartois qui m'a initié aux joies (et désillusions!) des expériences en laboratoire, à Alain Abergel dont je ne soulignerai jamais assez l'immense patience lors de nos nombreuses discussions sur la Tête de Cheval, ainsi que son aide lors de la préparation de certaines parties de ce manuscrit, mais également à des personnes telles que P. Cox, F. Boulanger, J.-P. Bernard, Y. Longval, I. Ristorcelli, C. Comito, pour leur aide et conseils à de nombreux moments de ma thèse. Il en va de même pour bon nombre de mes anciens collègues de l'IRAM, A. Greve, S. Guilloteau, M. Bremer, H. Wiesemeyer, qui furent toujours prêts à m'éclairer sur des points particuliers,

de ces points qui sont capables de bloquer un jeune thésard pendant plusieurs jours! Je me souviendrai également toujours de la gentillesse et de l'humilité avec laquelle des personnes telles que M. Walmsley, P. Goldsmith, R. Schieder, J. Cernicharo, ont répondu à des questions que j'ai souvent considérées comme naïves, mais qui (je l'espère) ne l'étaient pas tant que ça. Enfin, tous mes remerciements vont également vers D. Johnstone, V. Bujarrabal, pour la confiance et l'aide qu'ils m'ont accordées lors de projets sur lesquels nous avons travaillé ensemble.

Cette thèse ne serait pas non plus ce qu'elle est sans les innombrables heures passées dans les observatoires de part le monde. J'y ai toujours reçu un accueil et un support qui resteront dans ma mémoire. Ma première pensée va bien sûr à toute l'équipe de l'IRAM à Grenade où j'ai travaillé pendant 2 ans, en particulier los operadores David, Fernando, Juan-Luis, Manolo y Mariano, las cocineras Isabel, Manolita, María y Rosa, así que las personas en Graná, como Esther, y todos los astrónomos que me enseñaron una gran parte de lo que sé en radioastronomía. Je dois également remercier Thomas Phillips pour sa confiance, et pour m'avoir permis de découvrir le CSO, ainsi que Hiro et Martin qui m'ont grandement épaulé lors de ces observations au Mauna Kea. Je ne peux non plus oublier Axel Weiss pour son immense aide lors d'observations au télescope du KOSMA. De même je me souviens de moments inoubliables avec Sven Thorwith au télescope d'Effelsberg.

Je souhaite également remercier Åke Hjalmarsen pour m'avoir accueilli à Onsala durant un mois (mois de janvier, pas des moindres en Suède!) et m'avoir permis de triturer mes premiers spectres hétérodynes provenant d'un satellite. Je garderai des souvenirs impérissables des longues soirées de travail passées avec Hendrik Olofsson à chercher l'origine de ces vaguelettes sur les spectres de Odin...Jag passade det jätte bra där borta, hop-pas att vi ses snart! J'en profite pour saluer Cricri, compagnon de si nombreux voyages et marches locas, désormais en Suède mais qui pourrait se trouver dans toutes les rubriques de ces remerciements.

Enfin, que serait la vie d'un thésard sans l'immense soutien de ces proches, amis et famille. Mis queridos amigos de España, siempre me habeis regalado el sol de vuestra tierra, Yannickín, Asun, Leirina, Nerea, Monica, Gaban Kefir, Luz, Belinda, Paloma, Plaxticman, Sophie, Elena, Carmencita, Jorge, Amin, Luisa, Carlos, Felix, Javier, se los agradezco con todo mi corazón de gabacho! Je remercie également de tout mon cœur ces amis chers qui m'ont souvent offert le gîte lors de mes nombreux voyages, Nathoushka, David et Evelyne, Marc et Sophia, Karencita, Marjo, Noortje, Guillaume, Katja. Je n'oublierai pas non plus tous mes amis de Sup'aéro, qui ont dû pour certains se demander ce qu'il me prenait de m'orienter soudain vers la recherche, les Colin, les Groo, les Firo, les Pallu, les Bacquié, les Cuenot, Nadia, Lebu. Aldina, je ne peux non plus m'empêcher de penser à toi puisque j'ai aussi vécu ta fin de thèse, et que tu as su souvent me remonter le moral dans tous ces moments difficiles. Cette dure tâche est aussi revenue à tous les gens avec qui j'ai vécu à Lyon et à Paris, Boubou et Ninette, Ben et Caro, Fred et Lili, Jéjé, ptit'Nat, les Lardons, merci pour tous ces moments inoubliables! Pour terminer, je dois exprimer une reconnaissance sans limite à ma famille, Dums et Christelle, Chri et Amande, Seb, Aude, Alex et Anne, Françoise et Kiki, Chantale et Pierre, Chantal, mes grands-parents, et en particulier Papy qui n'aura pas pu être là jusqu'au bout. Je te remercie aussi, Papou, pour m'avoir toujours soutenu, et ce malgré tes inquiétudes au moment où je laissais de côté cette carrière d'ingénieur. Mais souviens-toi de cette lunette que tu m'avais achetée pour mes 10 ans! Je souhaite finalement dédier cette thèse à la mémoire de ma mère qui serait heureuse de savoir que j'ai trouvé ma voie aujourd'hui.

Table des matières

Liste des acronymes employés	7
Introduction	11
I Étalonnage de Herschel/HIFI	15
1 La mission Herschel	17
1.1 Bref historique de l'astronomie infrarouge et submillimétrique	17
1.2 Description de la mission Herschel	18
1.2.1 Objectifs scientifiques	19
1.2.2 Le satellite	21
1.2.3 Les instruments	22
1.3 Organisation du projet et gestion de la science	24
1.4 Description de l'instrument HIFI	24
1.4.1 Quelle science avec HIFI?	25
1.4.2 Le système	26
2 Etalonnage de HIFI	31
2.1 Cas général : étalonnage d'un instrument hétérodyne du centimétrique au submillimétrique	31
2.1.1 La détection hétérodyne	31
2.1.2 Propriétés des spectromètres	38
2.1.3 L'antenne single-dish	39
2.1.4 Que doit-on étalonner?	44
2.1.5 Les techniques d'étalonnage et leurs limitations	48
2.2 Le cas de HIFI	55
2.2.1 Le cadre	56
2.2.2 Philosophie et stratégie d'étalonnage	57
2.2.3 L'étalonnage des données	58
2.2.4 L'étalonnage de l'instrument	78
2.2.5 Optimisation des modes d'observation et de l'exploitation des données	89
II Application à des cas observationnels concrets	107
3 Études de condensations sombres dans le relevé ISO GAL	109
3.1 Le milieu interstellaire	109
3.2 Le relevé ISO GAL	110

3.3	Étude dans le domaine millimétrique	112
3.3.1	Problématique	112
3.3.2	Information à grand champ	113
3.3.3	Observations au 30-m de l'IRAM	114
3.3.4	Observations au 100-m	125
3.4	Interprétation des données	143
3.4.1	Identification et distribution spatiale	143
3.4.2	Intensités et rapports de raies	143
3.4.3	Propriétés physico-chimiques des nuages	147
3.4.4	Analyse des masses	163
3.5	Perspectives	166
4	Étude de la nébuleuse de la Tête de Cheval dans le millimétrique	167
4.1	Les régions de photo-dissociation	167
4.2	Présentation de la Tête de Cheval	168
4.3	Observations	170
4.3.1	Observations ISOCAM	170
4.3.2	Observations dans le millimétrique	171
4.3.3	Observations bolométriques	172
4.3.4	Résultats	173
4.4	Travaux futurs / perspectives	179
	Conclusion	181
	Bibliographie	183
	Liste des publications	193
	Appendices	194
A	Liste des <i>Use Cases</i> d'étalonnage	195
B	Spectres obtenus au CSO	201
C	Étude de faisabilité d'une cellule d'absorption pour HIFI	213
D	Livre optique pour la cellule d'absorption	235
E	Rapport technique: la méthode <i>template beam synthesis</i>	243
F	Rapport technique: la méthode <i>fast-mapping</i> pour matrices de bolomètres	255
G	Articles	267

Liste des acronymes employés

A&A(S)	Astronomy & Astrophysics (Supplement)
ACS	AutoCorrelation Spectrometer
ADU	Analogic/Digital Unit
AGB	Asymptotic Giant Branch
AIV	Assembly-Integration-Validation
AJ	Astronomical Journal
ApJ(S)	Astrophysical Journal (Supplement)
ALMA	Atacama Large Millimetre Array
AOS	Acousto-Optic Spectrometer
ARA&A	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
AST/RO	Antarctic Submillimetre Telescope and Remote Observatory
ATM	Atmospheric Transmission Model
BG	Big Grains
CalTech	California Institute of Technology
CNM	Cold Neutral Medium
COA	Common Optics Assembly
COBE	COsmological Background Experiment
CQM	Cryogenic Qualification Model
CSO	Caltech Submillimetre Observatory
DBS	Dual-Beam Switching
DIRBE	Diffuse InfraRed Background Experiment
DM	Development Model
DSB	Double Side-Band
DSW	Dicke SWitching
EKH	Emerson-Klein-Haslam
ELISA	Experiment for Large Infrared Survey Astronomy
ESA	European Space Agency
ETL	Équilibre Thermodynamique Local
FM	Flight Model
FS	Frequency Survey
FSW	Frequency SWitching
FTS	Fourier Transform Spectrometer
FUV	Far Ultra Violet
GMC	Giant Molecular Cloud
HEB	Hot Electron Bolometer
HHT	Heinrich Hertz Telescope
HIFI	Heterodyne Instrument for the Far-Infrared
HIM	Hot Ionized Medium

HRG	High Ratio Gas
HRS	High Resolution Spectrometer
HSC	Herschel Science Center
HSO	Herschel Space Observatory
IAA	Instituto de Astrofísica de Andalucía
IAS	Institut d'Astrophysique Spatiale
IAU	International Astronomical Union
ICC	Instrument Control Center
IF	Intermediate Frequency
IID-A	Instrument Interface Document - Part A
ILT	Instrument Level Tests
IRAM	Institut de Radio-Astronomie Millimétrique
IRAS	Infra-Red Astronomical Satellite
ISO	Infrared Space Observatory
JCMT	James Clerk Maxwell Telescope
JPL	Jet Propulsion Laboratory
KAO	Kuiper Airborne Observatory
KOSMA	Köln Observatory for Sub-Millimetre Astronomy
LERMA	Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique
LRG	Low Ratio Gas
LSB	Lower Side-Band
LSR	Local Standard of Rest
LSW	Load SWitching
LVG	Large Velocity Gradient
LWS	Low Wavelength Spectrometer
MAMBO	MAx-Planck Millimetre BOlometer
MIS	Milieu Inter-Stellaire
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
MOC	Mission Operation Center
MPIfR	Max-Planck Institut für Radio-astronomie
MSX	Midcourse Space Experiment
N/A	Non-Applicable
NANTEN	Nagoya ANTENna
ODIN	Swedish Submillimetre Wave Satellite for Astronomy and Aeronomy
OL	Oscillateur Local
OTF	On-The-Fly
PACS	Photodetector Array Camera and Spectrometer
PAH	Polycyclic Aromatic Hydrocarbons
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
PDR	Photo-Dissociation Region
PNe	Planetary Nebulae
PPNe	Proto-Planetary Nebulae
PRONAOS	PRogramme National d'AstrOnomie Submillimétrique
PSD	Power Spectral Density
PSW	Position SWitching
RM	Raster Mapping
RF	Reference Frequency
SCUBA	Submillimetre Common-User Bolometer Array
SEST	Swedish-ESO Submillimetre Telescope

SIS	Supra-conducteur-Isolant-Supra-conducteur
SHARC	Submillimetre High Angular Resolution Camera
SOFIA	Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy
SPIRE	Spectral and Photometric Imaging REceiver
SRON	Space Research Organisation of the Netherlands
SWAS	Submillimetre Wave Astronomy Satellite
TBS	Template Beam Synthesis
UC	Use Case
UV	Ultra Violet
UCHII	Ultra-Compact HII
UH	University of Hawaii
UKIRT	UK Infra-Red Telescope
USB	Upper Side-Band
VHRG	Very High Ratio Gas
VSG	Very Small Grains
WBS	Wide Band Spectrometer
WIM	Warm Ionized Medium
WNM	Warm Neutral Medium
WSW	Wobbler SWitching

Introduction

L'étalonnage des instruments dédiés à l'observation de la Terre et du Cosmos est l'une des clefs d'un retour scientifique maximal de ces missions. Tandis que des instruments d'une complexité croissante sont développés afin de relever les défis les plus ambitieux, le rôle de l'étalonneur se situe à une interface de plus en plus exigeante entre les besoins scientifiques et les contraintes instrumentales. La philosophie d'étalonnage est double. D'un point de vue scientifique, le travail d'étalonnage peut être considéré comme un étalonnage des données, que l'on assimile à la conversion des mesures du détecteur en unités physiques. Cet aspect consiste alors à concevoir et optimiser des schémas d'étalonnage tenant compte des conditions particulières d'opération de l'instrument, mais aussi à mettre en œuvre des modes d'observation respectant les motivations scientifiques. Un point de vue complémentaire vise à comprendre et contrôler les performances de l'instrument, et leur stabilité. Ce deuxième aspect correspond à un étalonnage de l'instrument, et implique un contact étroit avec les équipes responsables des divers sous-systèmes, ainsi qu'avec les ingénieurs système de l'instrument. L'information collectée lors de cet effort est connectée au travers d'un ensemble de modèles, que nous appelons *modèles d'instrument et de données*. Ces modèles doivent être aussi proches que possible de la physique de l'instrument, mais également intégrer des éléments empiriques, à divers degrés de sophistication, dans l'objectif de pouvoir s'adapter aux objets étudiés, tout en gardant une nature évolutive au long de la mission.

Les précédentes missions scientifiques ont montré que ce travail d'étalonnage doit être mené sur une base à long terme. Celui-ci s'étend des analyses et tests initiaux, jusqu'aux opérations de suivi régulier. Dans le cas de missions spatiales, la phase d'avant-lancement se concentre essentiellement sur des tests poussés de prototypes progressivement complétés et améliorés. Tandis que les séquences opérationnelles sont exercées et optimisées, le comportement de l'instrument est analysé en profondeur, et un important jeu de paramètres est rassemblé et intégré dans le processus itératif de modélisation. Après le lancement, une phase préliminaire de validation est conduite, jusqu'à ce que chaque mode d'observation soit qualifié en accord avec les résultats acquis au sol. Dans la phase de routine, l'étalonnage consiste en une vérification régulière du bon fonctionnement de l'instrument et un suivi de ses performances. La compréhension de l'instrument est de ce fait en permanence mise à jour au cours de la mission.

Les observations depuis le sol aux longueurs d'onde de l'infrarouge lointain et du submillimétrique (100-1000 μm) sont sérieusement limitées par l'absorption de l'atmosphère terrestre. L'Observatoire Spatiale Herschel (HSO, anciennement appelé FIRST) a été conçu par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) afin de combler cette plage du spectre électro-magnétique encore grandement inexplorée. Identifié comme la quatrième pierre angulaire du programme "Horizon 2000", ce satellite doit être lancé au début de l'année 2007 avec à son bord trois instruments. L'Instrument Hétérodyne pour l'Infrarouge Loin-

tain (HIFI) est l'un d'entre eux. Dirigé par l'Organisation de la Recherche Spatiale aux Pays-Bas (SRON) et réalisé par un consortium de plus de 20 instituts répartis sur 10 pays, cet instrument combine le haut pouvoir de résolution spectrale des techniques super-hétérodynes au faible bruit de détection permis par la physique des supra-conducteurs.

La combinaison de performances requises d'un niveau sans précédent fait de l'étalonnage de cet instrument une tâche tout à fait nouvelle. La plupart des observatoires au sol ont jusqu'alors suivi les principes remarquablement simples et efficaces de la technique introduite par Penzias & Burrus en 1973 (méthode dite de la *chopper wheel*). Cette technique consiste à déduire l'échelle de température photométrique de signaux spectroscopiques modulés sur le ciel à l'aide d'une mesure différentielle entre une charge chaude et le "ciel froid". Avec divers degrés de raffinement, cette méthode conduit à une température d'antenne corrigée approximativement de l'absorption atmosphérique, mais n'est *a priori* pas optimisée pour les nouvelles conditions d'opération de HIFI.

Initier la conception de cet étalonnage a été l'un des objectifs principaux de ma thèse. Les étapes clés de ce travail au sein du consortium HIFI incluent la définition d'une philosophie d'étalonnage globale, puis la constitution d'un groupe de travail spécialement dédié à cette tâche. Les premiers travaux de ce groupe ont alors permis la préparation du document de plan d'étalonnage, auquel j'ai pris une part significative. Les divers besoins identifiés par ce document préliminaire ont motivé la plupart des travaux rassemblés dans ce mémoire. Ils touchent aussi bien à la préparation d'étalons pour les phases de pré-vol et de vol, qu'à l'optimisation des schémas d'étalonnage et d'observation, en relation étroite avec une modélisation des distorsions au signal attendues sur les spectres de HIFI.

La conception de tels schémas d'étalonnage requiert également une compréhension profonde des problèmes auquel est confronté le scientifique au moment d'interpréter ses données. Afin de m'initier aux outils de réduction et d'analyse des signaux émis dans le domaine radio, j'ai commencé l'étude observationnelle d'objets du milieu interstellaire initialement détectés par le satellite ISO dans l'infrarouge moyen. L'étude de ces condensations opaques à l'aide des télescopes de 30-m de l'IRAM et de 100-m d'Effelsberg m'a permis d'appliquer et de développer des méthodes d'étalonnage adaptées à l'analyse physique associée à cette étude. Cet aspect observationnel de ma thèse a été étendu à un second projet initié récemment en collaboration avec des chercheurs de l'IAS à Orsay. Cette étude s'intéresse à la structure de la nébuleuse de la Tête de Cheval à partir de données dans l'infrarouge moyen et le millimétrique.

L'organisation de ce mémoire est la suivante :

Les deux **premiers chapitres** présentent le travail d'étalonnage réalisé sur HIFI, et d'autres instruments. Je rappellerai dans un premier temps les éléments principaux de la mission HSO et présenterai les systèmes composant le satellite, ainsi que les trois instruments à son bord. Le premier chapitre s'achève sur une description plus complète des sous-systèmes associés à l'instrument HIFI et leurs performances attendues.

Le **second chapitre** traite de l'étalonnage à proprement parler. Je présenterai une synthèse de la problématique et des techniques associées à la détection et l'étalonnage d'ondes électro-magnétiques par les méthodes hétérodynes sur les radio-télescopes, dans les domaines s'étendant du centimétrique au submillimétrique. Le travail réalisé dans le cadre spécifique de l'étalonnage de HIFI sera alors décrit selon une philosophie distinguant

étalonnage des données et étalonnage de l'instrument. Je développerai en particulier les travaux initiés pour la préparation des listes d'étalons en vol, la conception d'instruments de tests et de techniques d'observation, ainsi que les éléments majeurs de la modélisation des signaux attendus sur HIFI.

La **seconde partie** de ce mémoire traite d'observations d'objets du milieu interstellaire réalisées dans le domaine millimétrique, et de leur analyse. C'est également une application à des cas concrets de principes d'étalonnage, standards pour certains, et plus originaux pour d'autres, ainsi qu'une illustration des conséquences qu'un étalonnage incertain peut avoir sur l'interprétation de données en astrophysique. Le premier cas observationnel décrit l'étude aux longueurs d'onde millimétriques de nuages sombres infrarouges détectés par ISO. Cette étude présentée dans le **troisième chapitre** s'intéresse aux paramètres caractérisant ces objets massifs, ainsi qu'aux conditions physico-chimiques en jeu, et leur lien avec la formation d'étoiles massives.

Le quatrième et **dernier chapitre** propose une étude de la nébuleuse de la Tête de Cheval dans les domaines de l'infrarouge moyen et du millimétrique. Des observations à des résolutions angulaires presque dix fois supérieures à celles publiées à ce jour sont présentées, et une analyse de la structure de la région de photo-dissociation et du nuage moléculaire associés à cet objet est exposée.

Première partie

Étalonnage de Herschel/HIFI

Chapitre 1

La mission Herschel

Contents

1.1 Bref historique de l’astronomie infrarouge et submillimétrique

Après la découverte du spectre infrarouge par Sir William Herschel en 1800, il fallut attendre presque un siècle pour que les premières observations du spectre solaire sur plaques photographiques soient disponibles ($\lambda < 1 \mu\text{m}$, Abney 1878). Cette technique restait cependant limitée à des longueurs d’onde inférieures à $\sim 1.4 \mu\text{m}$, une barrière qui pu être repoussée grâce à l’utilisation de bolomètres vers la même époque. C’est à S.P. Langley que l’on doit la paternité et la majorité des travaux de ce type, conduits depuis le Mont Whitney (1880). Le domaine de longueurs d’onde du spectre solaire ne fut pourtant étendu significativement que quarante ans plus tard, lorsque des fenêtres entre 14 et 24 μm furent observées (Adel 1942, Migeotte & Leven 1952). C’est aussi à cette époque que les instruments fondés sur les réseaux prirent le pas sur les montages utilisant des prismes.

Si l’on omet la spectroscopie solaire, l’astronomie infrarouge à proprement parler ne remonte alors qu’au début des années soixante. C’est à cette époque que de nouveaux instruments furent installés sur le Mauna Kea à Hawaii, le Mont Wilson en Californie du Sud, ainsi qu’au Mont Lemmon en Arizona. D’étroites fenêtres de transmission atmosphérique étaient alors exploitées depuis le sol à des longueurs d’onde dans l’infrarouge proche (0.8 à 5 μm) et l’infrarouge moyen (5 à 25 μm). On peut citer l’exemple d’observations de la nébuleuse d’Orion M42, effectuées d’abord par Becklin et Neugebauer (1967) entre 2 et 2.4 μm , puis par Kleinmann et Low (1967) à 22 μm , qui donnèrent leur nom à la désormais célèbre région dite “BN-KL”, qui reste aujourd’hui encore un des sites de formation stellaire dans le voisinage solaire les plus riches et les plus étudiés. C’est aussi à ces travaux pionniers que l’on doit le catalogue IRC, né d’un relevé systématique à 2.2 μm (Neugebauer & Leighton 1969). Peu de temps après furent lancés les premiers télescopes montés sur ballons stratosphériques, permettant ainsi de s’affranchir des effets d’extinction dus aux couches inférieures de l’atmosphère terrestre, un besoin qu’avait déjà souligné Langley presque un siècle auparavant.

A partir du début des années soixante-dix, les premiers télescopes embarqués sur avion furent utilisés afin de sonder des longueurs d’onde infrarouge plus élevées. Parmi eux on peut citer les NASA Lear Jets (Low *et al.* 1970) qui fournirent de nombreux spectres dans

le domaine 55-200 μm (voir par exemple Erickson *et al.* 1973 dans la région BN-KL), mais surtout le Kuiper Airborne Observatory (KAO, Cameron 1976) qui offrit une plateforme d'observation unique dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique (25 à 200-350 μm) durant les deux décennies suivantes. Citons également les premières expériences sur fusées ballistiques de l'armée américaine qui furent à l'origine des catalogues AFGL (*Air Force Geophysics Laboratory*, 3-30 μm , Price 1976) et CRL (*Cambridge Research Laboratory*, 4-20 μm , Walker & Price 1972). Vers le milieu des années quatre-vingts, quelques ballons stratosphériques furent également envoyés afin de sonder quelques points du spectre infrarouge et submillimétrique (par exemple AGLAE à 280 μm , Caux *et al.* 1986, AROME à 3.3 μm , Giard *et al.* 1988).

Pourtant, aucun de ces observatoires ne put profiter des conditions d'observation uniques offertes par l'espace. Il fallut attendre 1983 et le Satellite Astronomique Infra-Rouge (IRAS), né de la collaboration entre les États-Unis, les Pays-Bas et le Royaume-Uni. Cette mission de 10 mois fut un succès incontestable et fournit à la communauté scientifique le premier relevé complet non biaisé du ciel à 12, 25, 60 et 100 μm . En particulier IRAS confirma l'importance de l'information présente dans les régions encore inexplorées du spectre électro-magnétique entre 1 et 1000 μm .

Une partie de ce domaine fut étudiée en détail 10 ans plus tard par l'Observatoire Infrarouge Spatial (ISO, Kessler *et al.* 1996) de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) qui exploita de 1995 à 1998 divers instruments entre 2.5 et 240 μm . L'information recueillie par ISO fut complétée en quelques points du spectre submillimétrique durant les 3 vols sous-ballon du PROgramme NAtional d'AstrONomie Submillimétrique (PRONAOS, Serra *et al.* 1997) ayant à son bord 4 photomètres large-bande centrés à 200, 260, 360 et 580 μm . Enfin, deux récentes missions spatiales, SWAS (Submillimeter Wave Astronomy Satellite, Melnick *et al.* 2000) tout d'abord en 1998, puis le satellite franco-canado-suédois Odin en 2000 (Hjalmarson *et al.* 1996, voir aussi 2.2.4) nous offrent en ce moment les premières observations hétérodyne à haute résolution spectrale autour de 550 GHz (545 μm).

Au sol, le milieu des années quatre-vingt a vu la réalisation des deux plus grands télescopes opérant à ce jour dans le domaine submillimétrique (350-1000 μm) : le James Clerk Maxwell Telescope (JCMT), et le Caltech Submillimeter Observatory (CSO), tous deux situés sur le sommet du Mauna Kea à Hawaï. Quelques années plus tard, le Heinrich Hertz Telescope (HHT, Arizona), ainsi que le telescope de 3 mètres de l'Université de Cologne (KOSMA) vinrent se joindre à ce club très réduit.

Cependant les fenêtres spectrales accessibles depuis ces télescopes restent très limitées et nécessitent d'excellentes conditions météorologiques pour les observations. De ce fait, la majeure partie du spectre électro-magnétique entre 150 et 1000 μm reste presque entièrement inexplorée. C'est dans ce but que fut proposée la mission européenne FIRST, rebaptisée récemment l'Observatoire Spatial Herschel (HSO) et que nous présentons en détail dans les sections suivantes.

1.2 Description de la mission Herschel

Herschel (Pilbratt 2001) est la quatrième "pierre angulaire" du programme Horizon 2000 lancé par l'Agence Spatiale Européenne au début des années quatre-vingt. C'est un instrument de type observatoire dont le domaine d'application s'étend approximativement de 60 à 670 μm (450-5000 GHz), offrant ainsi des possibilités observationnelles à une très

grande partie de la communauté scientifique en astronomie. Il emmènera à son bord trois instruments choisis dans le but d'optimiser le retour scientifique de cette mission unique :

- PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer), construit par un consortium mené par A. Poglitch à Garching (Max-Planck Institut) en Allemagne,
- SPIRE (Spectral and Photometric Imaging REceiver), construit par un consortium mené par M. Griffin (Queen Mary and Westfield College) à Londres en Angleterre,
- HIFI (Heterodyne Instrument for the Far-Infrared), construit par un consortium mené par T. de Graauw à Groningue (Space Research Organisation of the Netherlands) aux Pays-Bas.

Le tableau 1.1 résume les principales caractéristiques de ces instruments. Dans les plans actuels, le lancement devrait avoir lieu en février 2007 sur une fusée Ariane 5, combiné avec la mission Planck. Les sections suivantes décrivent les différentes parties composant le système, ainsi que les thèmes scientifiques abordés par cette mission.

1.2.1 Objectifs scientifiques

Le principal objet de recherche du HSO est l'univers "froid". Le domaine de fréquences accessible par Herschel correspond au pic d'émission de corps noirs à des températures entre 5 et 50 K. De plus, des gaz de températures entre 10 et quelques centaines de Kelvins émettent dans ce domaine les raies d'émission moléculaire et atomique les plus fortes. Ces conditions se rencontrent partout depuis notre propre système solaire jusqu'aux galaxies les plus lointaines de notre Univers.

Les objectifs scientifiques principaux s'axent autour de la formation des étoiles et des galaxies, ainsi que de l'inter-relation existant entre ces deux processus. On donne ici quelques exemples de programmes observationnels potentiels que pourra conduire Herschel :

- des relevés extra-galactiques large bande dans le domaine 100-600 μm . Derrière ces observations profondes se trouve une étude détaillée de la formation et évolution des bulbes galactiques, ainsi que des galaxies spirales dans le premier tiers de l'âge actuel de l'Univers,
- l'étude détaillée de la physique et de la chimie du milieu interstellaire présent aussi bien dans notre propre Galaxie que dans les galaxies externes. Des observations photométriques et spectroscopiques révéleront de précieuses informations pour comprendre en particulier comment les nuages moléculaires donnent naissance aux étoiles, et ce dans divers environnements,
- l'astrochimie du gaz et de la poussière représentera un outil puissant afin de comprendre le cycle de la matière stellaire et interstellaire, et étudier les processus impliqués dans la formation des étoiles et leur évolution dans notre Galaxie,
- des observations spectroscopiques à haute résolution de nombreuses comètes et des atmosphères des planètes et de leurs satellites.

Cette recherche sera menée en étroite relation avec les résultats et observations obtenus par tout autre observatoire au sol, dans l'air ou dans l'espace. En effet, le domaine de fréquence continu qu'il offrira permettra de poursuivre et compléter l'observation d'objets détectés par d'autres instruments actuels ou à venir.

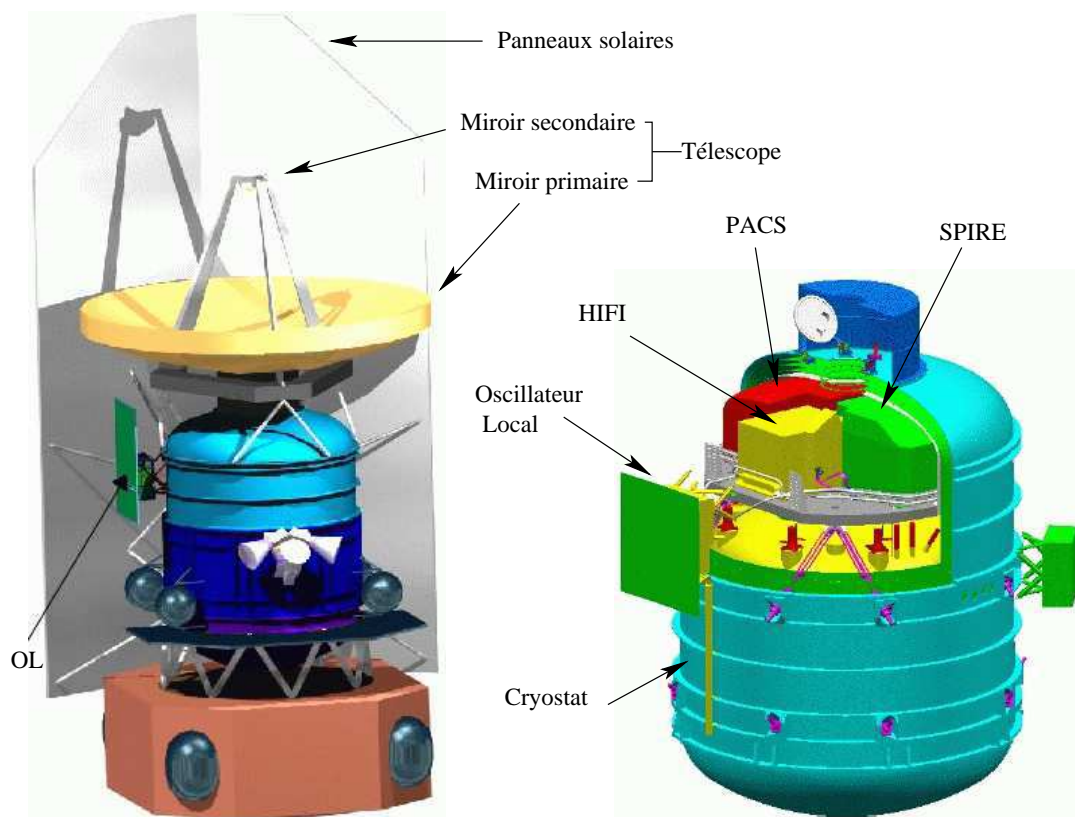


FIG. 1.1 – Gauche : vue d'artiste du HSO. Droite : Vue intérieure de la partie supérieure du cryostat, illustrant l'organisation du plan focal du HSO avec les 3 instruments, ainsi que de la position du bloc oscillateur local et son port d'injection sur HIFI. D'après des documents ESA.

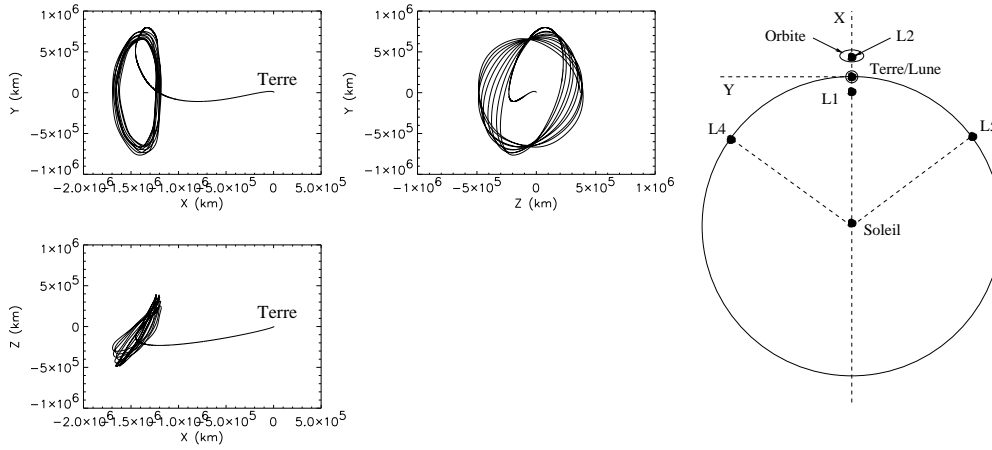


FIG. 1.2 – *Gauche : représentation de l'orbite de transfert et de Lissajou autour du point L2. Droite : description de la position des points de Lagrange dans le plan de l'ecliptique. Le point L2 tourne avec l'axe Terre-Soleil. D'après Hechler 1999.*

1.2.2 Le satellite

Le satellite est constitué principalement d'un télescope d'environ 3.5 m, relié à un cryostat d'hélium superfluide du type de celui déjà utilisé pour ISO et destiné à accueillir les trois instruments. L'ensemble sera enveloppé partiellement par des panneaux solaires servant non seulement à alimenter les batteries du système durant la mission, mais aussi à l'isoler thermiquement du Soleil et de la Terre (Fig. 1.1).

Afin d'exploiter au mieux les conditions offertes par l'espace, Herschel sera placé sur une orbite située autour du second point de Lagrange (L2), à environ 1.5 millions de kilomètre de la Terre dans la direction opposée au soleil (Fig. 1.2, voir aussi Hechler 1999). Cette orbite, également prévue pour le Télescope Spatial de Nouvelle Génération (futur remplaçant de Hubble), a l'avantage de fournir un environnement thermique et radiatif très stable, ainsi que la possibilité d'observer de manière ininterrompue car la Terre et le Soleil vus depuis le satellite sont en permanence quasi-alignés. Cependant, elle impose une longue phase de transfert (voyage depuis les environs de la Terre vers le point L2) ainsi que de longues distances pour les communications journalières devant être effectuées avec le satellite (3 heures par jour dans le cas du HSO). Nous reviendrons sur les contraintes observationnelles de telles orbites dans le paragraphe 2.2.3.

Dans de telles conditions, le télescope peut être refroidi de manière dite passive pour atteindre une température stable d'environ 80 K, suffisamment basse au regard des spécifications d'Herschel, à l'opposé de satellites spatiaux infrarouge comme ISO qui nécessitent de placer le télescope lui-même dans le cryostat. Combiné à une faible émissivité des matériaux utilisés pour le réaliser, il devrait offrir une contribution minimale au signaux astronomiques détectés par les instruments à bord.

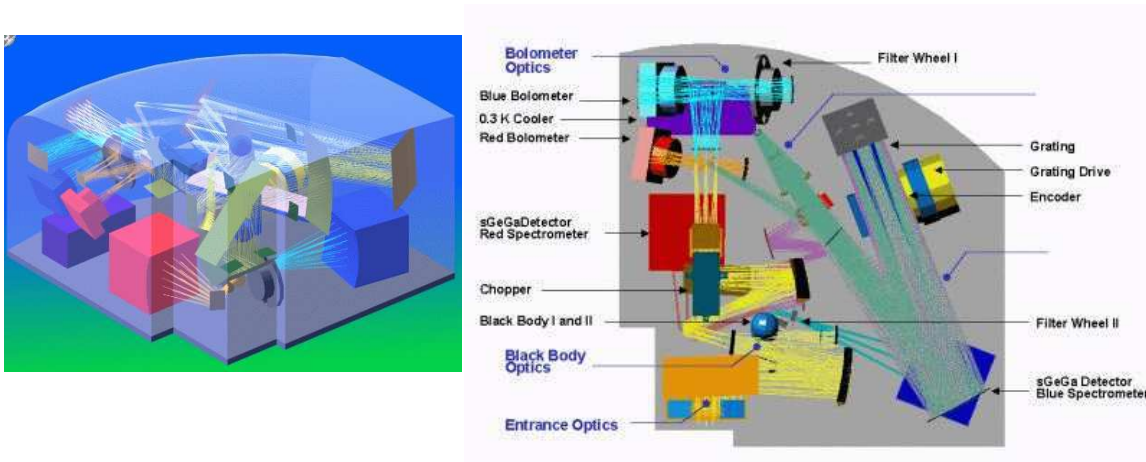


FIG. 1.3 – Vue générale des sous-ensembles composant PACS (gauche) et vue de dessus du plan focal avec les tracés de faisceaux principaux (droite). D’après Poglitch *et al.* 2001.

1.2.3 Les instruments

PACS

L’instrument PACS (Poglitsch *et al.* 2001) proposera à la fois une caméra basse-résolution ($R \sim 2$) et un spectromètre de résolution moyenne ($R \sim 1000-2000$) dans un domaine de longueurs d’onde entre 60 et environ $210 \mu\text{m}$ (Fig. 1.3). Il comprend 4 matrices de détecteurs : 2 matrices de bolomètres Silicium dédiées aux mesures photométriques, et 2 matrices de photodétecteurs Germanium:Gallium utilisées pour des mesures spectroscopiques dans trois bandes contigües ($60-90$, $90-130$ et $130-210 \mu\text{m}$). En mode photométrique, les deux matrices de bolomètres échantillonnent entièrement un même champ de vue de $\sim 1.75' \times 3.5'$ (matrices de 16×32 et 32×64 pixels). En mode spectroscopique, un champ de vue de $\sim 50'' \times 50''$ sera échantillonné selon 5×5 pixels avec une résolution spectrale de $150-200 \text{ km s}^{-1}$. Cet instrument nécessitera l’utilisation de systèmes cryogéniques supplémentaires (refroidisseur à dilution $^3\text{He}-^4\text{He}$) afin de fournir l’environnement à 300 mK requis pour un fonctionnement optimum des détecteurs.

SPIRE

SPIRE (Griffin *et al.* 2001) est un instrument essentiellement dédié à la cartographie dans le domaine $200-670 \mu\text{m}$ (Fig. 1.4). Il proposera 3 matrices de bolomètres de type “toile d’araignée” afin de réaliser des mesures photométriques sur un champ de vue de $4' \times 8'$ simultanément dans trois bandes centrées autour de 250, 350 et $500 \mu\text{m}$ respectivement. Deux autres matrices de bolomètres seront utilisées en combinaison avec un spectromètre à transformée de Fourier (FTS) afin de permettre l’analyse spectrale (résolution 20 à 1000) dans toute la bande, dans un champ de vue de $2.6'$ (19 et 37 pixels). Chacune de ces matrices fonctionnera également dans un environnement refroidi à 300 mK, partagé avec PACS.

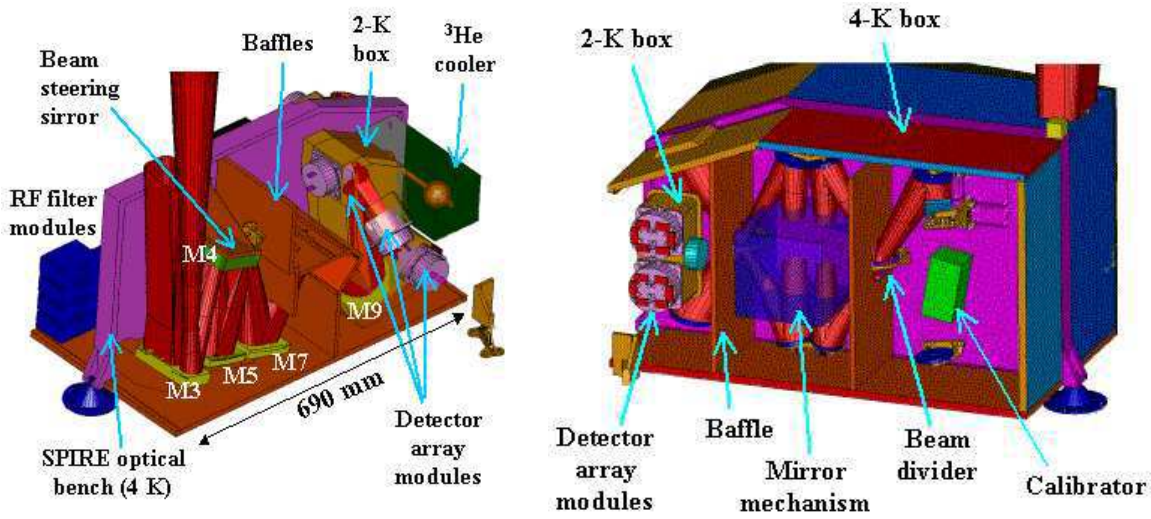


FIG. 1.4 – Aperçu du photomètre (gauche) et du spectromètre de SPIRE (droite). D’après Griffin et al. 2001.

Instrument	λ (μm)	Pouvoir de résolution	Sensibilité	Résolution angulaire	Nombre de détecteurs
PACS-photo	60-210	2	$\sim 3 \text{ mJy}$	$3.3''\text{-}6.6''$	64×32 et 32×16 pixels
PACS-spectro	57-210	1000-2000	$7.8\text{-}2.5 \times 10^{-18} \text{ W/m}^2$	$9.4''$	5×5 pixels
SPIRE-photo	200-670	3.3	$\sim 3 \text{ mJy}$	$17.4''\text{-}34.6''$	139, 88 et 43 pixels
SPIRE-spectro	200-670	20-1000	$3.4\text{-}7.8 \times 10^{-17} \text{ W/m}^2$	$28''\text{-}48''$	37 et 19 pixels
HIFI	158-625	$10^4\text{-}10^7$	150-50 mK	$11''\text{-}45''$	7×1 pixels

TAB. 1.1 – Principales caractéristiques des instruments à bord du HSO. La sensibilité correspond à la limite de détection d’une source ponctuelle à 5σ après 1 heure d’observation. Dans le cas de HIFI, on a supposé une T_{sys} de 238 K et 1320 K à 625 et 158 μm respectivement, pour un pouvoir de résolution identique de 3×10^6 (0.14 et 0.56 MHz resp.).

HIFI

HIFI (de Graauw & Helmich 2001) est un instrument combinant le fort pouvoir de résolution spectrale de la technique hétérodyne à la détection très sensible permise par la physique des supra-conducteurs (Fig. 1.5). Sept bandes spectrales s’étendant de 480 à 1900 GHz (158-625 μm) seront accessibles et échantillonnées par un spectromètre à très haute résolution (autocorrélateur, ou HRS) et un spectromètre dit “large bande” (spectromètre accousto-optique, ou WBS). Les mélangeurs permettant la conversion hétérodyne seront de type supra-conducteur-isolant-supra-conducteur (SIS) pour les cinq premiers canaux, et de type bolomètre à électrons chauds (HEB) pour les deux derniers canaux au-delà de 1.25 THz (voir aussi 2.1.1). Chacun de ces canaux sera exploité simultanément dans deux polarisations, mais un seul pixel et une seule fréquence seront accessibles à la fois. Une description plus détaillée de cet instrument est donnée en section 1.4.

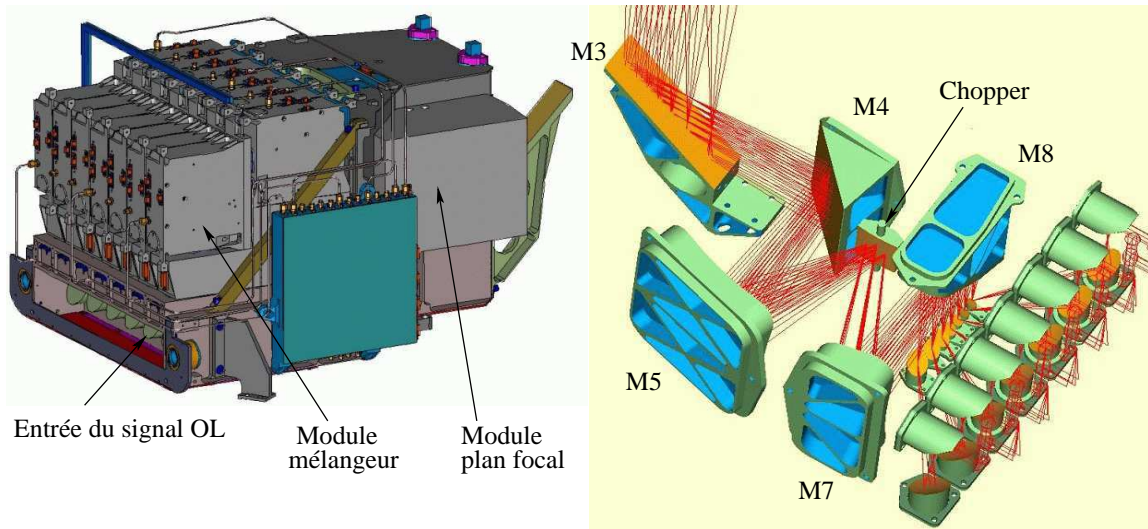


FIG. 1.5 – Vue d'ensemble de l'instrument HIFI (gauche) et représentation des optiques du plan focal avec les tracés de faisceaux depuis le ciel pour les 7 canaux. D'après de Graauw & Helmich 2001.

1.3 Organisation du projet et gestion de la science

L'Agence Spatiale Européenne est responsable de la gestion générale du projet, aussi bien du point de vue instrumental, par l'intermédiaire du *Project Manager*, que scientifique par l'intermédiaire du *Project Scientist*, représentant auprès de l'ESA des intérêts de la communauté scientifique dans toutes les phases du projet. Elle a en outre la responsabilité du satellite en lui-même ainsi que du télescope. Chacun des trois instruments est réalisé sous la responsabilité d'un institut principal sous la direction de son "PI" (*Principal Investigator*), et en collaboration avec un consortium d'instituts contribuant à divers composants de ces systèmes. Le dialogue entre les instituts PI et le maître d'oeuvre (l'ESA), ainsi que le suivi des développements instrumentaux par ce dernier se fait au moyen d'étapes clés appelées revues.

Les opérations scientifiques s'organisent autour d'un segment sol relativement décentralisé et découpé en cinq entités : le Centre Scientifique d'Herschel (HSC), responsabilité de l'ESA, 3 Centres de Contrôle de l'Instrument (ICC) pour chacun des instruments embarqués, et un Centre des Opérations de la Mission (MOC), également géré par l'ESA. Trois ans avant le lancement, le premier appel à propositions scientifiques sera lancé et concernera les deux tiers du temps d'observation total de la mission. Le dernier tiers est appelé temps garanti et se partage entre les équipes des 3 instruments à bord ($3 \times 30\%$), le HSC (7%) et les *Mission Scientists* (3%).

1.4 Description de l'instrument HIFI

HIFI a été sélectionné par le Comité des Programmes Scientifiques de l'ESA en mai 1998 pour être l'instrument hétérodyne à bord du HSO. Mené par le SRON, institut PI à Groningue (Pays-Bas), il est construit par un consortium de 20 instituts nationaux

répartis dans 10 pays. Le PI est épaulé par 3 co-PI présents en France (CESR-Toulouse), en Allemagne (KOSMA) et aux États-Unis (CalTech). Nous donnons ici une description détaillée des éléments le composant et de leurs performances, ainsi que les problématiques scientifiques auxquelles il tentera de répondre.

1.4.1 Quelle science avec HIFI?

Par sa nature, HIFI aura très certainement un impact fort sur un grand nombre de questions clef de l'astrophysique moderne. L'enjeu principal de ces questions est la compréhension du cycle liant les étoiles et le milieu interstellaire des galaxies. En effet, les étoiles et les systèmes planétaires naissent de l'effondrement gravitationnel des nuages moléculaires du milieu interstellaire, lui-même se formant à partir de la matière, enrichie d'éléments de la nucléosynthèse, d'étoiles en fin de vie. Ce cycle complexe mène l'évolution de la Voie Lactée comme celle des autres galaxies proches ou lointaines.

De par sa grande sensibilité, ainsi que sa large couverture et très haute résolution spectrale, HIFI sera un instrument unique dans plusieurs domaines s'intéressant à cette problématique. Le premier concerne l'étude des raies de la molécule d'eau. A cause de l'absorption de l'atmosphère terrestre, cette molécule n'est quasiment accessible que depuis l'espace. Or, l'eau est considérée comme un élément clef dans la chimie interstellaire car elle serait l'un des réservoirs principaux d'oxygène de la phase gazeuse. L'eau, dont le spectre très riche couvre un large domaine de fréquences, joue un rôle important dans le bilan énergétique d'une grande variété d'objets allant des régions de formation d'étoiles aux noyaux de galaxies actives, en passant par les objets de notre propre système solaire.

Un autre domaine de prédilection pour HIFI concerne l'origine et l'évolution des molécules dans l'univers. HIFI permettra en effet de réaliser un vaste inventaire moléculaire entre 480 et 1900 GHz, des plus élémentaires aux plus complexes, présentes dans de nombreux milieux, des plus denses aux plus diffus. On peut citer le cas particulier des hydrogènes légers (CH, PH, HFe,...) dont de nombreuses transitions présentes dans le submillimétrique sont attendues en absorption ou dans les comètes. L'étude des rapports isotopiques $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ et $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ sera également un sujet important de ces relevés spectroscopiques.

Le troisième aspect unique proposé par HIFI est l'étude de l'émission à haut redshift de la raie de plus basse énergie du carbone ionisé [CII] à $158\ \mu\text{m}$. Cette raie est en effet pressentie comme principal agent du refroidissement du gaz dans les galaxies en formation de l'univers jeune. Les canaux 1 à 5 (480-1250 GHz) permettront de couvrir le domaine de redshift 0.5-3, une époque cruciale pour l'évolution des galaxies, la formation de leur disque et la production d'éléments lourds. L'univers proche ($0 < z < 0.35$) sera accessible avec les canaux 6a-6b (1.4-1.9 THz) et directement comparable avec des observations complémentaires faites en CO ou HI, l'hydrogène atomique.

A ces trois points particuliers à HIFI, on doit évidemment ajouter les capacités d'étude des milieux circumstellaires et interstellaires de la Voie Lactée dans un domaine de longueurs d'onde largement inexploré à ce jour. Enfin, l'étude des comètes et de leur origine tiendra également une place privilégiée dans les programmes scientifiques menés par HIFI.

Cette liste de thématiques et questions abordées par HIFI nous renseigne bien sûr sur les réponses qui sont attendues de cet instrument. Mais ces réponses n'auront de sens que si les mesures sur lesquelles elles sont fondées peuvent être rapportées à un système d'échelle significatif pour l'astrophysicien. Or aller dans l'espace ne résout pas tous les problèmes rencontrés au sol car, comme nous le verrons dans les sections suivantes, HIFI

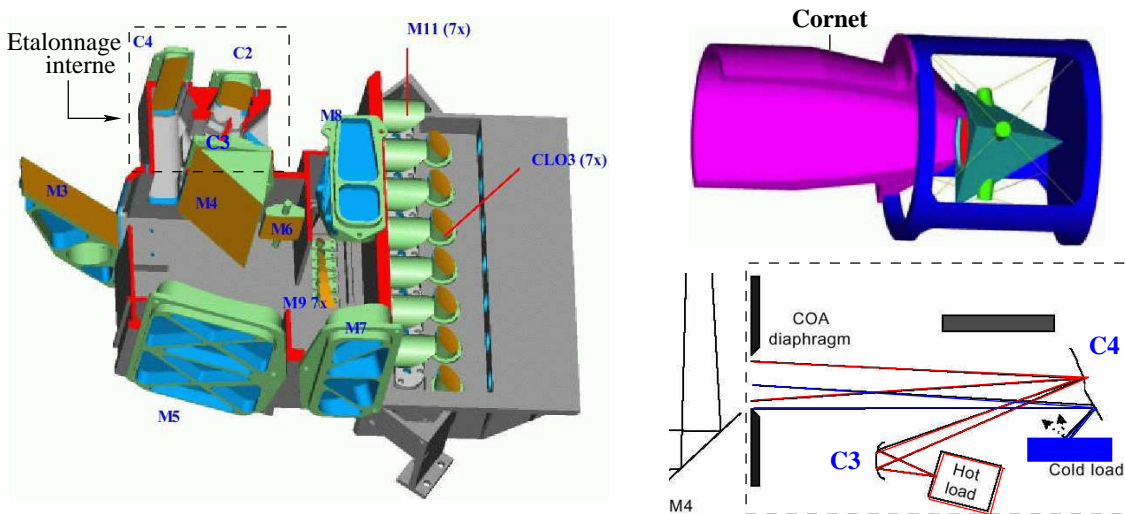


FIG. 1.6 – Gauche : Vue des optiques du plan focal avec le module d'étalonnage (miroirs C1-C4). Droite : Schéma de principe de l'organisation du module d'étalonnage interne (bas) et représentation fonctionnelle de la charge chaude (haut).

est un instrument complexe utilisant des technologies nouvelles. De ce fait, les objectifs scientifiques ambitieux qu'il annonce doivent être associés à un travail d'étalonnage minutieux qui lui seul peut nous donner la limite supérieure de la connaissance que l'instrument s'apprête à révéler.

1.4.2 Le système

On peut séparer HIFI en quatre composants principaux: (i) l'unité dite du plan focal, comprenant les optiques principales, la source d'étalonnage interne et les structures mécaniques, (ii) l'unité dite *frontend*, associée à la détection en elle-même, elle contient les blocs mélangeurs, leurs optiques et électroniques associées, (iii) les oscillateurs locaux (OL) et leurs optiques associées, situés en dehors du cryostat (Fig. 1.1), enfin (iv) l'unité dite *backend* dédiée à l'échantillonnage de l'information mesurée, elle contient les deux spectromètres et leur électronique associée. La figure 1.5 donne un premier aperçu d'une partie de l'instrument. Nous décrivons par la suite chacun de ces modules et sous-modules.

L'unité plan focal

Le but premier de cette unité est de permettre le couplage des détecteurs avec le signal reçu sur la surface collectrice de l'antenne et concentré en partie sur le miroir secondaire (Fig. 1.1). L'entrée physique de ce signal se fait au niveau du miroir M3 (Fig. 1.5), qui au sens optique correspond au plan focal Cassegrain, image du foyer primaire réimagé par le secondaire. A cause de la diffraction à ces longueurs d'onde (nous reviendrons en détail sur l'approximation des faisceaux gaussiens dans la section 2.1.3) les faisceaux doivent être refocalisés plusieurs fois le long du parcours optique les menant aux détecteurs, donnant lieu à ce système optique relativement complexe.

Chacune des sept canaux correspond à un point différent sur le ciel, comme l'illustre la vue de droite de la figure 1.5. C'est l'ensemble de miroirs M5-M6-M7 (montage Offner) qui a pour fonction de ré-imager le plan focal vu en M3 et de distribuer les faisceaux dans

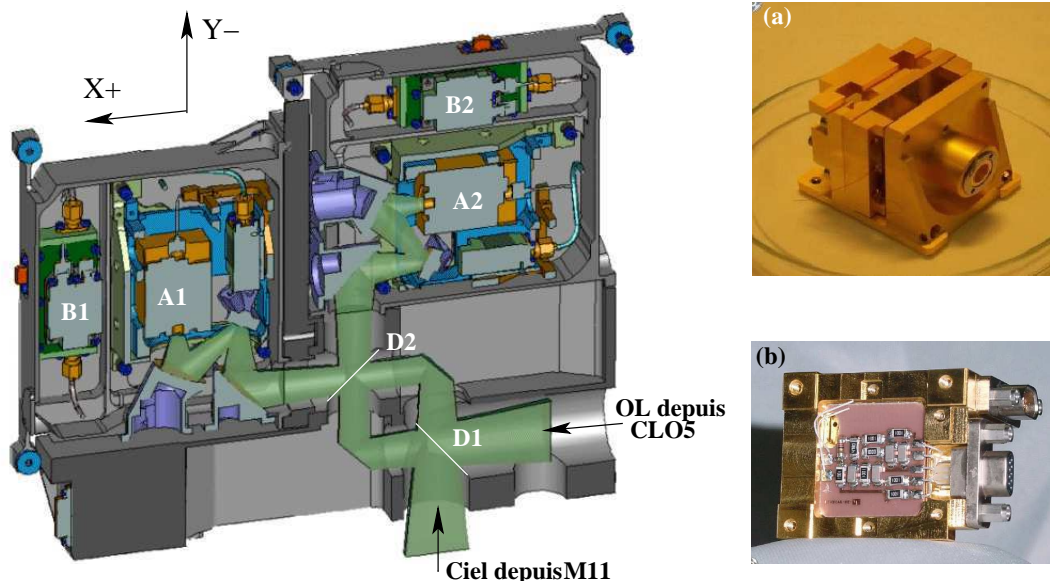


FIG. 1.7 – Gauche : Vue interne d'un module mélangeur. A1 et A2 représentent les blocs mélangeurs en soi, dont deux exemples sont montrés à droite de la figure ((a) : modèle de développement du canal 1, LERMA, Paris, (b) : idem pour le canal 3/4, SRON, Groningue). B1 et B2 correspondent aux amplificateurs froids de la fréquence intermédiaire (IF). D1 et D2 correspondent à des grilles intervenant dans l'opération de diplexage (le diplexeur n'est pas explicitement représenté ici). Les faisceaux du ciel et de l'OL proviennent des directions également indiquées figure 1.8.

leur chaîne de détection respective par l'intermédiaire de M8. Au-delà de ce miroir, chaque canal possède son propre montage optique. Le miroir M6 est appelé *chopper* car il permet, moyennant une rotation autour d'un axe parallèle à l'axe du télescope, d'observer des points sur le ciel décalés d'au plus ± 1.5 minutes d'arc par rapport aux positions centrales de chaque canal. Il correspond de plus à une image du plan pupille formé sur le réflecteur secondaire. Enfin, une autre rotation de ce même miroir permet de coupler les détecteurs à une source d'étalonnage interne située derrière M4 (Fig. 1.6). A l'heure où ce manuscrit est édité, la conception finale de cette source d'étalonnage interne n'est pas figée. Cependant, on s'oriente très sérieusement vers deux sources d'étalonnage indépendantes, une charge chaude reproduisant un corps noir autour de 100 K (et à température variable) et un corps noir froid matérialisé simplement par une plaque absorbante à la température du plan focal (~ 15 K). La figure 1.6 illustre les principes de ces sous-modules.

Les frontends

Par ce terme on désigne les modules recevant directement le signal à la fréquence étudiée par l'intermédiaire du système de couplage optique décrit ci-dessus. Fondamentalement, on cherche à coupler un élément supra-conducteur (la jonction) de réponse non linéaire à un signal combinant l'information mesurée sur le ciel et un signal synthétique provenant de l'oscillateur local (détection *hétérodyne*, voir description au paragraphe 2.1.1). Le battement à la fréquence différence est envoyé dans la chaîne d'analyse et de détection

	Canal 1	Canal 2	Canal 3	Canal 4	Canal 5	Canal 6a	Canal 6b
Domaine spectral (GHz)	480-640	640-800	800-960	960-1120	1120-1250	1410-1703	1703-1910
Institut	LERMA	KOSMA	SRON-G	SRON-G	CalTech	Chalmers	JPL
Mélangeur	SIS	SIS	SIS	SIS	SIS	HEB	HEB
DSB T_{sys} (K)	83-128	128-175	175-227	227-276	276-583	748-771	748-771
Bande IF (GHz)	4	4	4	4	4	4	4
Résolution (MHz) et bande max. HRS	0.13-0.25 2 GHz	0.13-0.25 2 GHz	0.13-0.25 2 GHz	0.14-0.26 2 GHz	0.14-0.26 2 GHz	0.15-0.26 2 GHz	0.15-0.26 2 GHz
Résolution (MHz) et bande max WBS	1.00 4 GHz	1.00 4 GHz	1.00 4 GHz	1.00 4 GHz	1.00 4 GHz	1.00 4 GHz	1.00 4 GHz

TAB. 1.2 – *Rappel des choix techniques et des performances de HIFI (d’après Whyborn & Beintema 1998). Par résolution des spectromètres, on entend ici résolution de l’instrument, c’est-à-dire la combinaison des profils de résolution du spectromètre et de l’oscillateur local. Ceci explique l’élargissement léger des éléments de résolution avec la fréquence.*

(le *backend*).

Pour HIFI, le système des *frontends* consiste en 7 modules mélangeur composés d’un sous-module dit de diplexage et de deux sous-modules identiques contenant chacun un bloc mélangeur. La figure 1.7 illustre un de ces modules. Le rôle du diplexeur est de combiner (“mélanger”) avec moindres pertes le signal venant du ciel avec celui de l’OL, tout en séparant le signal total en deux polarisations envoyées sur chacun des blocs mélangeur. Sur HIFI, deux types de diplexeurs seront utilisés : des grilles séparatrices de faisceaux (*beam splitter*) pour les canaux 1 et 2, et des interféromètres Martin-Puplett (Martin & Puplett 1969) pour les autres canaux.

Les blocs mélangeur ont été partagés entre 6 instituts ayant en charge de un à deux canaux. Le tableau 1.2 résume les bandes spectrales de chacun d’entre eux, ainsi que leurs performances attendues et certains des choix technologiques associés. Les cinq premiers canaux utilisent les propriétés des mélangeurs de type supra-conducteur-isolant-supra-conducteur (SIS) consistant à coupler le signal haute fréquence à un composant électronique de réponse hautement non-linéaire (la jonction). Pour la dernière bande de fréquence (canaux 6a-6b), aucun substrat de type SIS n’est à ce jour capable de réaliser le mélange recherché avec des performances acceptables. A la place, on utilise une technologie relativement récente et en plein développement fondée sur les détecteurs dits bolomètres à électrons chauds (HEB). Dans un tel système, le mélange hétérodyne se fait car le battement entre le signal du ciel et celui de l’OL induit une variation de la résistance mesurée par le bolomètre. Pour plus de détails, on renvoie le lecteur aux descriptions faites par Karasik *et al.* (1997) et Yagoubov *et al.* 1999.

Les oscillateurs locaux

Les oscillateurs locaux sont utilisés afin de générer un signal cohérent à une fréquence proche de la fréquence mesurée sur le ciel. Comme de telles sources n’existent pas au-delà de quelques dizaines de GHz, plusieurs multiplications interviennent dans la chaîne de construction du signal. Pour HIFI, un premier étage de multiplication permet de se placer dans le domaine 23.75-35.44 GHz, puis un deuxième étage réalise une multiplication par 3 (71-106 GHz) fournissant un signal commun à tous les canaux. Ensuite, selon les canaux à alimenter, divers étages de multiplication supplémentaires sont ajoutés afin de fournir les signaux entre 480 et 1900 GHz. Chacune de ces chaînes est montée dans un module comme l’illustre la figure 1.8 (gauche). Les signaux de l’oscillateur local sont alors couplés aux

modules mélangeur par un jeu de miroirs représentés sur la partie droite de la figure 1.8. C'est à ce niveau que se fait le mélange et le diplexage (cf ci-dessus).

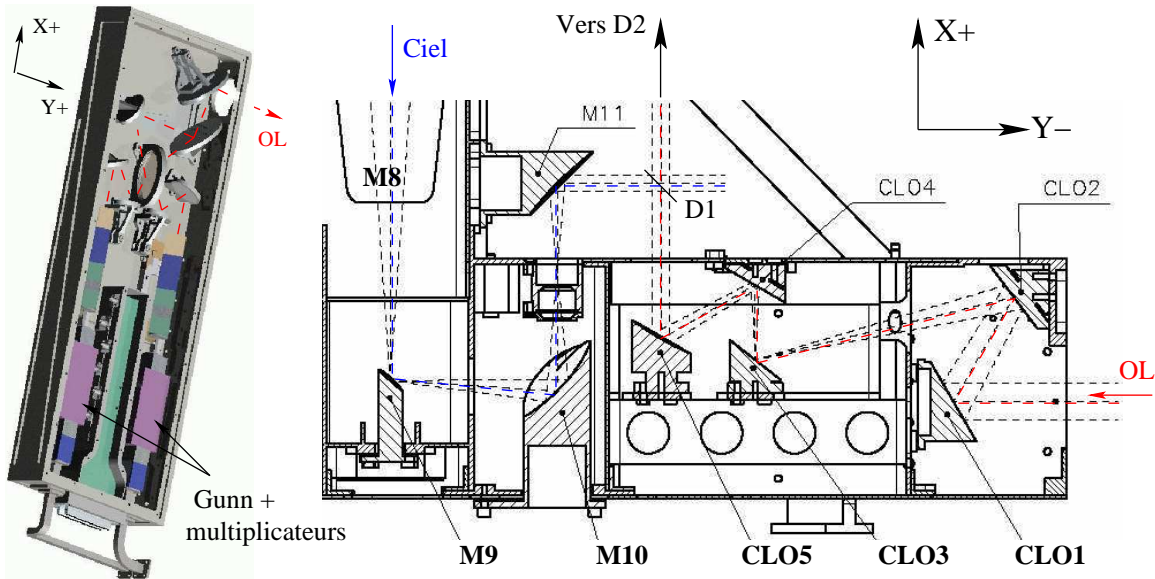


FIG. 1.8 – Gauche : Vue interne d'un bloc oscillateur local comprenant la chaîne de génération et multiplication du signal OL, ainsi que les optiques de couplage aux modules mélangeur. Droite : représentation des optiques recevant le signal OL au niveau du plan focal, avant mélange. Les parties D1 et D2 font références aux éléments de diplexage présents en figure 1.7.

Les backends

Le rôle de l'unité *backend* est d'échantillonner le spectre de puissance des signaux collectés par l'antenne. Ceci est réalisé sur le signal converti à la fréquence IF et amplifié par les électroniques "froides" (i.e. associées au bloc *frontend*). Sur HIFI, deux types de spectromètre seront utilisés : un spectromètre à autocorrélation digitale (ACS) et un spectromètre acousto-optique (AOS).

Les ACS, aussi appelés autocorrélateurs, ne mesurent pas directement la densité spectrale de la puissance reçue (PSD), mais plutôt la fonction d'autocorrélation de la série temporelle définie par le signal lui-même, notée ici $A(\tau)$, τ étant le délai entre deux mesures. On peut alors montrer que cette fonction d'autocorrélation et la PSD sont des paires de Fourier (théorème de Wiener-Khinchin, cf par exemple Rohlfs 1986). Dans la pratique, le calcul de $A(\tau)$ sur le signal brut peut s'avérer compliqué à réaliser avec une électronique simple. A la place, on calcule la fonction d'autocorrélation du signal discrétisé selon des niveaux de quantisation choisis adéquatement (le cas le plus simple consiste à coder sur 1 bit le signal en deux valeurs -1 et $+1$ selon son signe). On peut alors obtenir facilement la fonction d'autocorrélation normalisée du signal, mais sa puissance totale est perdue dans l'opération de quantisation. Cette puissance est alors mesurée à part, puis ré-injectée dans le signal. La PSD est finalement obtenue par transformée de Fourier inverse de la fonction d'autocorrélation préalablement multipliée par une fonction dite "fonction de *lag*". Le cas

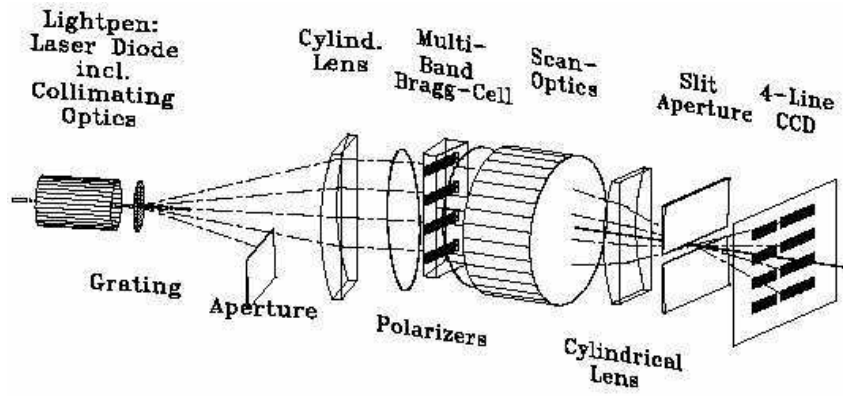


FIG. 1.9 – Schéma de principe d'un spectromètre acousto-optique construit à Cologne. D'après Horn et al. 1999.

le plus simple correspond à une fonction porte, nulle au-delà du délai maximum τ_{max} , mais d'autres fonctions existent (par exemple fenêtre de Hanning).

Cette opération peut être assimilée à une apodisation comme celle appliquée aux diagrammes d'antenne (voir section 2.1.3). Par conséquent, elle a une influence directe sur la largeur effective de l'élément de résolution $\delta\nu_b$ et sur la fraction de puissance totale qu'il contient. En particulier, des lobes secondaires peuvent apparaître dans le cas de certaines fenêtres et une partie de la puissance est perdue (on parle de l'efficacité de l'ACS). Pour un nombre de canaux donné, on peut également montrer que la résolution effective dépend directement de la fréquence d'horloge à laquelle est réalisé l'échantillonnage. Aussi les ACSs sont des spectromètres à résolution variable, mais les largeurs de bande totale associées diminuent également avec la fréquence d'horloge (moins d'opérations d'autocorrélation peuvent être effectuées). Sur HIFI, les résolutions possibles s'étendent entre 0.12 et 0.26 MHz, sur des bandes de 250–500 MHz. Le choix de quantisation est de 2 bits/3 niveaux, offrant une efficacité de 81 %.

L'autre type de spectromètre utilisé sur HIFI (l'AOS) permet d'obtenir des largeurs de bande plus importantes (1 GHz) avec des résolutions de l'ordre de 1 MHz. Ce spectromètre utilise la diffraction de la lumière provoquée par des ondes ultrasons. Le signal à la fréquence intermédiaire est couplé à un transducteur piézo-électrique engendrant une onde acoustique dans un crystal appelé cellule de Bragg. Cette onde entraîne une variation périodique de l'indice de diffraction du milieu, créant ainsi un réseau. Ce milieu est illuminé par un laser mono-chromatique dont la lumière diffractée et re-collimatée par le biais d'une lentille cylindrique est couplée à une ou plusieurs barettes de détecteurs CCD dont chaque pixel correspond à un élément de résolution spectrale. Pour chacun des spectromètres à bord de HIFI, plusieurs bandes seront co-ajoutées afin de couvrir la bande IF de 4 GHz (voir par exemple la Fig. 1.9 illustrant les 4 barettes CCD de l'AOS).

Nous reviendrons en section 2.1.2 sur les points critiques associés à ces spectromètres et à leurs conséquences sur l'étalonnage.

Chapitre 2

Étalonnage de HIFI

Contents

La description brève des éléments composant l'instrument HIFI nous a montré que la détection du signal électromagnétique émise par le ciel aux longueurs d'onde submillimétriques nécessite la combinaison de plusieurs systèmes complexes. Afin de pouvoir étalonner précisément l'information recueillie au bout de la chaîne de détection, il est essentiel de connaître au mieux les caractéristiques et limitations de ces systèmes. Ce chapitre décrit les problèmes auxquels est confronté l'étalonneur d'un système hétérodyne et les solutions que l'on peut y apporter. Il présentera ensuite le travail effectué pour l'effort d'étalonnage de HIFI à proprement parler.

2.1 Cas général : étalonnage d'un instrument hétérodyne du centimétrique au submillimétrique

HIFI, par sa nature, utilisera beaucoup des principes communément mis en œuvre depuis de nombreuses années sur les télescopes au sol fonctionnant de quelques GHz à presque 900 GHz. L'expérience acquise auprès de ces instruments nous permet d'avoir une vision précise des connaissances et des étapes nécessaires à la conversion du signal reçu en une information utilisable par le scientifique. Les sections suivantes se proposent de faire un état de ces connaissances.

2.1.1 La détection hétérodyne

Il y a encore quelques années, la détection des faibles radiations émises aux fréquences supérieures à quelques GHz ne pouvait être faite directement car il n'existait pas d'amplificateurs fonctionnant efficacement dans ces domaines. Aujourd'hui, des amplificateurs existent jusqu'à ~ 215 GHz, mais leurs performances ne sont généralement pas satisfaisantes au-delà de 100 GHz. Afin de travailler dans ces domaines, il est possible de convertir le signal à haute fréquence en un signal à une fréquence plus basse tout en conservant la totalité de l'information utile. Cette technique est connue comme détection hétérodyne, et se retrouve également dans la radio ou la télévision.

Principes

Le principe de la détection hétérodyne est fondé sur le mélange d'un faible signal incident à fréquence ν_{RF} (dite *Fréquence de Référence*) avec un fort signal de fréquence ν_{OL} généré par l'oscillateur local afin de produire un signal à la fréquence dite *intermédiaire* $\nu_{\text{IF}} = |\nu_{\text{RF}} - \nu_{\text{OL}}|$. On voit immédiatement que deux fréquences ν_{RF} permettent un tel mélange : $\nu_{\text{RF}} = (\nu_{\text{OL}} + \nu_{\text{IF}})$ appelée bande latérale supérieure (*Upper Side-Band, USB*), et $\nu_{\text{RF}} = (\nu_{\text{OL}} - \nu_{\text{IF}})$ appelée bande latérale inférieure (*Lower Side-Band, LSB*). Nous verrons plus loin quelles contraintes cela impose sur la mise en application d'un tel système.

Afin de réaliser ce mélange, on utilise des détecteurs présentant une réponse courant-tension $I(U)$ très fortement non-linéaire. Pour comprendre facilement comment une telle propriété s'applique à notre problème, considérons la combinaison de deux signaux à dépendance temporelle RF et OL que nous dénotons $U_{\text{RF}}(t) = U_{\text{RF}} \sin(2\pi \nu_{\text{RF}} \cdot t + \phi_{\text{RF}})$ et $U_{\text{OL}}(t) = U_{\text{OL}} \sin(2\pi \nu_{\text{OL}} \cdot t + \phi_{\text{OL}})$. En supposant que la courbe courant-tension soit de la forme quadratique $I(U) = \alpha U^2$, la réponse en sortie du mélange est donnée par (d'après Rohlf 1986) :

$$\begin{aligned}
 I &= \alpha [U_{\text{RF}} \sin(2\pi \nu_{\text{RF}} \cdot t + \phi_{\text{RF}}) + U_{\text{OL}} \sin(2\pi \nu_{\text{OL}} \cdot t + \phi_{\text{OL}})]^2 & (2.1) \\
 &= \frac{1}{2} \alpha (U_{\text{RF}}^2 + U_{\text{OL}}^2) & \text{(composante DC)} \\
 &\quad - \frac{1}{2} \alpha [U_{\text{RF}}^2 \sin(2\pi \cdot (\mathbf{2} \nu_{\text{RF}}) \cdot t + 2\phi_{\text{RF}}) + \frac{\pi}{2}] & \text{(2^{ème} harmonique du signal RF)} \\
 &\quad - \frac{1}{2} \alpha [U_{\text{OL}}^2 \sin(2\pi \cdot (\mathbf{2} \nu_{\text{OL}}) \cdot t + 2\phi_{\text{OL}}) + \frac{\pi}{2}] & \text{(2^{ème} harmonique du signal OL)} \\
 &\quad + \alpha U_{\text{RF}} U_{\text{OL}} \sin[2\pi (\nu_{\text{RF}} - \nu_{\text{OL}}) \cdot t + (\phi_{\text{RF}} - \phi_{\text{OL}} + \frac{\pi}{2})] & \text{(différence des fréq.)} \\
 &\quad + \alpha U_{\text{RF}} U_{\text{OL}} \sin[2\pi (\nu_{\text{RF}} + \nu_{\text{OL}}) \cdot t + (\phi_{\text{RF}} + \phi_{\text{OL}} + \frac{\pi}{2})] & \text{(somme des fréq.)}
 \end{aligned}$$

On voit que plusieurs fréquences vont résulter d'un tel mélange, mais une seule sera détectable par les électroniques micro-ondes conventionnelles. Si la réponse courant-tension n'est pas strictement quadratique, des produits du mélange d'ordre supérieur seront aussi générés mais facilement filtrés en suite de chaîne de détection.

Les systèmes SIS

Les propriétés courant-tension décrites ci-dessus peuvent être rencontrées dans le domaine des supra-conducteurs. On ne donne ici qu'une description sommaire du fonctionnement de tels systèmes. Plus de détails peuvent être trouvés par exemple dans Tucker (1979) ou Tucker & Feldman (1985). Aux fréquences concernées par l'astronomie millimétrique et submillimétrique, ces supra-conducteurs sont utilisés sous la forme de jonctions SIS (Supra-Conducteur-Isolant-Supra-Conducteur), constituées de deux électrodes superconductrices séparées d'une fine (~ 2 nm) barrière isolante.

D'un point de vue théorique, les électrons individuels présents dans un supra-conducteur existent sous forme de paires, appelées paires de Cooper. L'énergie nécessaire pour briser une telle paire, et donc générer un courant à travers la barrière isolante, est donnée par l'énergie de *gap* 2Δ . Ce seuil intrinsèque au supra-conducteur fait que la courbe courant-tension est très fortement non-linéaire pour une tension $U_{\text{gap}} = 2\Delta/e$. En dessous de cette tension, aucun courant n'est généré au travers du supra-conducteur. Au dessus, la jonction a un comportement de résistance classique et le courant est proportionnel à la tension. La jonction est parfois utilisée à ces tensions comme source de bruit photométrique

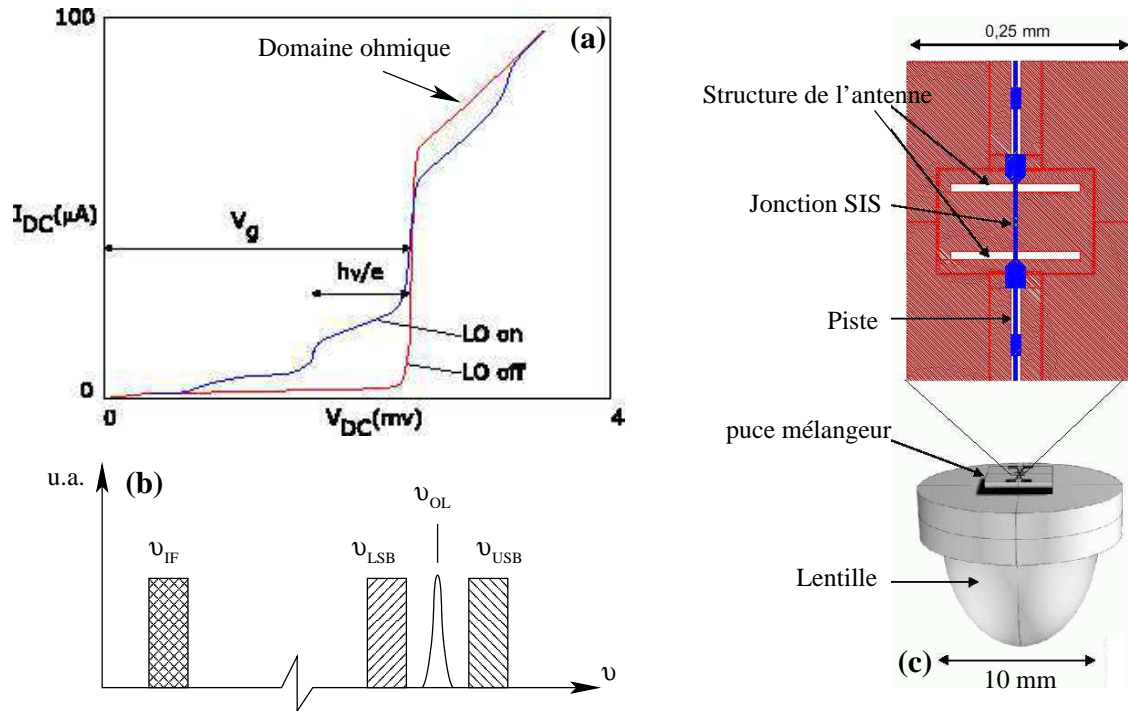


FIG. 2.1 – (a) : Courbe $I(U)$ typique d'une jonction SIS (d'après Lazareff 1999) en mode pompé (bleue, "LO on") et non-pompé (rouge, "LO off", voir aussi texte). (b) : illustration du principe du mélange hétérodyne. (c) : système de couplage à la jonction utilisant une lentille et une antenne plane portant la jonction (d'après Andrey Baryshev).

(voir propriétés radiométriques ci-après et 3.3.4). Ces domaines de fonctionnement sont représentés Fig. 2.1.

Afin de réaliser la conversion à la fréquence intermédiaire ν_{IF} , la jonction doit être également couplée à l'oscillateur local : on dit alors que la jonction est *pompée* et la caractéristique $I(U)$ prend la forme illustrée Fig. 2.1. La rupture des paires de Cooper n'est alors possible que si la somme du photo-courant eV (venant de l'OL) et de l'énergie des photons $h\nu$ est supérieure à l'énergie de gap. Ce phénomène est connu comme effet tunnel photo-assisté. Un courant existe alors pour des tensions inférieures à U_{gap} .

En théorie, de tels systèmes peuvent être utilisés comme mélangeur hétérodyne jusqu'à des fréquences égales à deux fois la fréquence de gap, soit 4Δ . Dans la pratique, des limitations provenant des pertes dans les circuits d'accord empêchent un fonctionnement efficace au dessus de la fréquence de gap. Pour le niobium par exemple, $2\Delta \simeq 2.5\text{-}3.0$ meV, correspondant à l'énergie de photons de l'ordre de 700-800 GHz. On notera cependant les excellents résultats obtenus récemment par A. Karpov (CalTech, USA) vers 1.1-1.2 THz avec de telles jonctions. Afin de se placer dans des conditions de fonctionnement supra-conducteur, les jonctions doivent se trouver entre 2 et 4K, abaissant ainsi le bruit du détecteur quasiment au niveau du bruit quantique.

Couplages en entrée et sortie

Pour des questions de limitations capacitives, la taille des jonctions doit être de l'ordre du μm^2 . La nature gaussienne des signaux collectés par le télescope fait que les faisceaux parvenant au niveau du détecteur ont un "rayon" (on parle d'*enveloppe*, voir 2.1.3) de l'ordre de plusieurs mm. Afin de permettre le couplage de ces faisceaux à la jonction, on utilise des antennes de type guide d'onde (cornets, visibles sur le bloc mélangeur Fig. 1.7) ou quasi-optique (antenne quasi-plane avec lentille de refocalisation, voir Fig. 2.1).

Le mélange réalisé au niveau de la jonction SIS ne change pas seulement la fréquence du signal reçu, il transforme l'information portée par les photons en un courant traité ensuite par la chaîne d'amplification IF. Une des principales difficultés est de réaliser l'adaptation d'impédance entre le mélangeur et le système IF (cette dernière est de l'ordre de $50\ \Omega$). En effet, la résistance de la jonction change avec la fréquence OL (la courbe $I(U)$ pompée est modifiée) et l'adaptation n'est jamais parfaite, pouvant créer un système d'ondes stationnaires entre le mélangeur et l'amplificateur IF. Des isolateurs sont généralement utilisés pour s'en affranchir mais leur comportement sur les mélangeurs de HIFI n'ont pas encore été testés.

Sensibilité double bande et bande RF

Par essence, un système de détection hétérodyne est simultanément sensible à deux bandes de fréquences situées de part et d'autre de la fréquence OL. Des techniques existent afin d'isoler si on le désire une des ces deux bandes en atténuant l'autre, mais elles requièrent l'utilisation de systèmes mécaniques à réglages fins (court-circuit, interféromètre Martin-Puplett, voir par exemple Goldsmith 1998, et 2.2.4). Pour les missions spatiales, on cherche à éviter au maximum l'utilisation de telles mécanismes. C'est pourquoi il a été décidé sur HIFI de fonctionner en mode *double bande* (DSB) : le signal IF est donc la somme des signaux observés simultanément autour de $\nu_{\text{OL}} + \nu_{\text{IF}}$ et $\nu_{\text{OL}} - \nu_{\text{IF}}$ (2.1). Cette somme est cependant pondérée par le gain du mélangeur qui peut varier de plus de 20 % sur les larges bandes de fréquences prévues sur HIFI. Ce point a des conséquences très importantes pour l'étalonnage du signal et nous y reviendrons à plusieurs reprises dans la suite de cette étude (voir par exemple 2.1.5, 2.2.4). La reconstruction des ces gains

et des signaux *simple bande* est cependant possible, moyennant certaines hypothèses et limitations (Sutton *et al.* 1985, 1995, Schilke *et al.* 2001).

Autres limitations

Plusieurs effets additionnels viennent compliquer le fonctionnement des diodes SIS et limiter notre compréhension de ces systèmes. L'un d'entre eux concerne l'effet dit de *Josephson* (Josephson 1962), dû au courant créé par les paires de Cooper dans un supraconducteur. Ce courant va lui aussi participer au mélange, et donc réduire les performances et la stabilité du récepteur. On cherche généralement à le diminuer par l'intermédiaire de champs magnétiques appliqués à la jonction (Phillips *et al.* 1981, Rudner *et al.* 1981). On note cependant que ces champs magnétiques peuvent augmenter le bruit et réduire la tension de gap (Salez, communication privée).

Il existe peu de mesures de la dépendance en température des mélangeurs SIS. Il semble cependant que le signal de sortie IF soit très sensible aux variations de température autour de 4.5 K, mais que cette dépendance chute à des températures plus faibles, pour devenir complètement négligeable en-dessous de ~ 2.5 K (Kooi *et al.* 2000).

Enfin, on note que les mélangeurs SIS peuvent présenter des effets de saturation. On les observe généralement sous deux formes : compression de gain, et produit du mélange hétérodyne d'ordres supérieurs. A partir d'une simple analyse de modélisation, on estime qu'un signal de puissance ~ 150 pW peut provoquer une compression de gain de l'ordre du pourcent. Bien que cette puissance soit très supérieure aux signaux typiques attendus sur HIFI, on rappelle que la puissance équivalente émise par un corps noir à 100 K est de 1.4 pW GHz^{-1} (kT , voir formalisme ci-dessous). Pour une bande RF de plusieurs centaines de GHz, les effets de saturation pourraient dépendre de l'efficacité avec laquelle la jonction effectue le mélange de radiations émise en-dehors de bandes USB et LSB. L'étude des effets de saturations des jonctions SIS a été abordée par Feldman *et al.* (1987), D'Addario (1988).

Propriétés radiométriques

Tout système de détection produit un bruit en sortie, même si aucun signal ne lui est fourni est entrée (bruit "thermique", courant d'obscurité). Ce bruit en sortie est conventionnellement ramené à l'entrée (division par le gain du système) et noté T_{sys} , la température de bruit du système. Afin de la quantifier, les radioastronomes ont historiquement pris l'habitude de se servir de corps noirs dont la puissance émise, dans le domaine de l'*approximation* Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll kT$), est donnée par le théorème de Nyquist (voir par exemple Kraus 1982) :

$$P_B = kT \Delta\nu \quad (2.2)$$

Ce théorème permet d'exprimer la puissance de bruit produite par une résistance à la température physique T . k est la constante de Boltzmann et $\Delta\nu$ la bande en fréquence exprimée en Hz. Imaginons que le détecteur soit totalement isolé de toute source de bruit annexe et qu'une résistance adaptée soit placée en entrée. La température T_{sys} est alors la température physique de la résistance pour laquelle la puissance en sortie du détecteur correspond à la puissance de bruit calculée selon l'équation 2.2. Dans le domaine des ondes submillimétriques, l'*approximation* Rayleigh-Jeans n'est généralement plus justifiée. Cependant, les radioastronomes ont décidé de conserver cette *convention* Rayleigh-Jeans permettant d'associer une température à une densité spectrale même lorsque les conditions de l'*approximation* ne sont pas remplies.

Afin d'avoir une description cohérente des quantités physiques mesurées sur le ciel par rapport aux quantités décrivant les bruits du système de détection associé, cette analogie température/puissance est étendue à tout composant du signal, qu'il soit d'origine électronique ou céleste. Aussi, comme nous le verrons par la suite, la puissance détectée sur un objet astronomique sera exprimée en Kelvin et convertie au besoin selon des échelles de représentation diverses (voir 2.1.4). De même chaque composant i de la chaîne de détection est associé à une température de bruit de système T_{s_i} et un gain g_i . Pour une cascade de N sous-systèmes en série, on montre que la température de bruit résultante est donnée par (voir par exemple Rohlf 1986) :

$$T_{\text{sys}} = T_{s1} + \frac{T_{s2}}{g_1} + \frac{T_{s3}}{g_1 g_2} + \dots + \frac{T_{sN}}{g_1 g_2 g_3 \dots g_N} \quad (2.3)$$

On retrouve ici un principe fondamental des montages électroniques montrant que dans un système en cascade, le premier élément de la chaîne doit avoir la température de bruit la plus basse tout en ayant le plus haut gain possible.

Dans un système de détection hétérodyne appliqué à l'astronomie, le premier élément de la chaîne est forcément le ciel, et son gain dépend de l'opacité du ciel à la fréquence observée. Au sol, sa température de bruit devient dominante à partir de quelques dizaines de GHz (on peut observer la raie de HI à 21 cm sous la pluie!) car l'émission des molécules d'eau de l'atmosphère peut contribuer à hauteur de plusieurs milliers, voire dizaines de milliers de Kelvins aux plus hautes fréquences. A ces fréquences, le gain du ciel peut devenir très faible devant 1. C'est la raison pour laquelle on cherche à construire les radiotélescopes millimétriques et submillimétriques dans les régions les plus élevées et les plus sèches possibles. Dans l'espace, ce bruit est par contre quasi-nul (fond cosmologique en dehors des nébuleuses) et l'élément suivant devient le télescope et les optiques du plan focal. Si leur contribution au bruit peut être maintenue faible à condition de limiter leur émissivité, leur couplage à la source, exprimé dans ce formalisme par g_2 , est une fonction de la position sur le ciel et peut s'avérer relativement complexe à contraindre. L'élément suivant de la chaîne devient alors le mélangeur car aucune amplification à haut gain n'est possible avant la conversion à la fréquence IF. La température de bruit du mélangeur, que l'on appellera par la suite T_{rec} , ne peut donc être minimisée qu'en cherchant à s'approcher du bruit quantique (la cryogénie en étant un des agents fondamentaux) et pas par un jeu de cascade. Le bruit ajouté par l'électronique en aval du mélange demeure en général faible devant T_{rec} et c'est donc le mélangeur qui dicte les performances de l'instrument. Le tableau 2.1 décrit le bilan en bruit attendu sur HIFI (d'après Whyborn & Beintema, 1998).

Sensibilité

Dans la plupart des systèmes de détection, on fait l'hypothèse que toute contribution au bruit autre que la source observée se comporte comme un bruit blanc. Sa moyenne étant nulle, on voit que le rapport du signal recherché au bruit total de la mesure (appelé *rapport signal-à-bruit*, ou S/N) augmente dès lors que l'on accumule les échantillons de mesure. Sur un spectromètre, cet échantillonnage de la mesure se fait par intervalles de temps t et éléments de résolution spectrale effective $\delta\nu_b$. Si l'on considère que le bruit associé à chaque mesure se comporte comme un bruit blanc, le rapport signal-sur-bruit (S/N) final est obtenue à l'aide de la formule introduite par Dicke (1946), aussi appelé

fréquence (GHz)	480	640	800	960	1120	1250	1410	1910
Optiques FPU (K)	0.6	0.8	1.2	1.4	1.8	2.0	2.4	3.8
Diplexeur OL (K)	0.2	0.3	0.3	0.9	1.1	1.2	1.5	2.3
Bruit de bande OL (K)	10	12	15	17	20	22	24	32
Mélangeur (K)	47	83	126	173	209	424	583	593
Câble mélangeur-IF (K)	7	9	9	9	11	36	36	37
Amplificateur IF FPU (K)	17	21	21	22	28	28	88	90
Câble IF-cryoharnais (K)	0.3	0.5	0.7	0.9	1.1	2.3	2.9	3.0
Système IF "chaud" (K)	1.1	1.7	2.3	3.0	3.6	7.6	9.8	10.1
température système DSB (K)	83	128	175	227	276	583	748	771

TAB. 2.1 – *Découpage des contributions au bruit instrumental le long de la chaîne de détection (d’après Whyborn & Beintema, 1998).*

formule des radiomètres :

$$\frac{1}{S/N} \propto \frac{\sigma_T}{T_{\text{sys}}} = \frac{K}{\sqrt{t \delta \nu_b}} \quad (2.4)$$

où σ_T correspond à la variance du bruit sur le signal obtenu. K représente ici un facteur d’efficacité propre au mode d’observation avec lequel est effectuée la mesure (pour plus de détails, voir par exemple Teyssier 1999a). Dans le cas d’un système avec variation de gain dans le temps, cette formule se généralise à (pour une démonstration détaillée, voir Rohlfs 1986) :

$$\frac{\sigma_T}{T_{\text{sys}}} = K \sqrt{\frac{1}{t \delta \nu_b} + \left(\frac{\Delta g}{g}\right)^2} \quad (2.5)$$

On voit dans cette nouvelle formule que le meilleur rapport S/N d’une mesure élémentaire de durée t n’est pas atteint après un temps infiniment grand et au-delà d’un certain de temps d’intégration, les fluctuations du système dominant et font recroître le bruit. Selon la forme prise par $\Delta g(t)$, on définit un temps d’intégration maximum t_A , parfois appelé *temps de Allan*, à ne pas dépasser dans un cycle élémentaire ON-OFF pour que la stratégie d’observation reste optimale. Ce paramètre instrumental est généralement déterminé lors de mesure dite de variance de Allan (Allan 1966, Rau & Schieder 1984) et correspond au minimum d’une courbe caractérisant le comportement du bruit du système selon le temps d’intégration (voir Fig. 2.2). Schieder & Kramer (2001) ont démontré que la formule des radiomètres pouvait s’exprimer en fonction du temps de Allan sous la forme :

$$\frac{\sigma_T}{T_{\text{sys}}} = K \sqrt{\frac{1}{t \delta \nu_b} + \frac{1}{t_A \delta \nu_b} \frac{1}{\beta} \left(\frac{t}{t_A}\right)^\beta} \quad (2.6)$$

où β est défini tel que $S(\nu) = 1/\nu^{\beta+1}$ représente le spectre de bruit instrumental. L’expérience acquise sur les radiomètres millimétriques et submillimétriques tend à montrer que la pente du bruit de dérive se trouve entre $\beta = 1$ et $\beta = 2$ (Schieder & Kramer 2001). Par analogie du second terme sous la racine entre les équations 2.5 et 2.6, on voit facilement que $(\Delta g/g)^2 \rightarrow 0$ si $t_A \rightarrow \infty$: un système à grand temps de Allan est peu sensible aux dérives de gain du système. On reviendra dans le paragraphe 2.2.5 sur les autres implications pratiques de ce genre d’analyse.

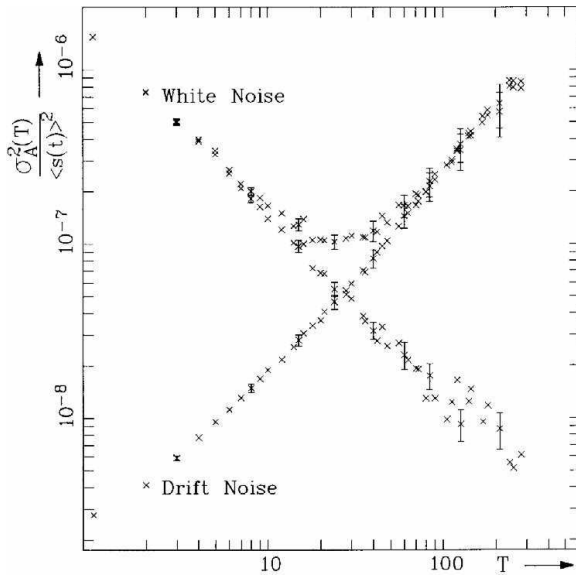


FIG. 2.2 – Diagramme de variance d’Allan pour 2 types de bruit construits artificiellement : bruit blanc (pente -1) et bruit de dérive (pente ~ 1). La combinaison des deux donne la courbe en puits et dont le minimum intervient au temps d’Allan t_A (d’après Schieder & Kramer 2001).

2.1.2 Propriétés des spectromètres

Une vue d’ensemble des *backends* utilisés sur HIFI a été donnée en section 1.4.2. Nous présentons ici quelques points critiques caractérisant ces spectromètres et leur étalonnage.

Dans le cas des autocorrélateurs, la fonction de transfert est en théorie parfaitement connue et définie par les choix sur la fréquence d’horloge, le niveau de quantisation et la fonction de *lag*. Aussi, en principe, ce spectromètre ne requiert aucun étalonnage spectral. Comme souligné en 1.4.2, un étalonnage de la fonction d’autocorrélation est par contre nécessaire et réalisé à travers les mesures sur charges internes effectuées régulièrement (voir plus loin). Des non-linéarités de la réponse sont également susceptibles d’affecter ce type de *backend*.

Les choses sont différentes pour le spectromètre acousto-optique car plusieurs de ses composants sont relativement sensibles à la température (cellule de Bragg, laser). Des variations de température entraînent une modification de la résolution spectrale et de la linéarité. En pratique, 1 degré/heure au plus sont acceptables. Un étalonnage en fréquence est de plus nécessaire. Il consiste à injecter en entrée du spectromètre un peigne de Diracs d’écartement connu permettant de déterminer à la fois la fréquence absolue de chaque canal et la résolution spectrale effective. A cause de l’utilisation de détecteurs CCD, un courant d’obscurité existe lorsqu’aucun signal n’est couplé au spectromètre. Cette contribution à la puissance totale est donc mesurée à part. On doit aussi garder à l’esprit que de la lumière diffusée au passage des diverses optiques peut affecter aléatoirement certains canaux. Enfin, les premiers tests réalisés au niveau sous-système ont montré que les propriétés de la cellule de Bragg étaient sensibles au niveau de puissance totale en entrée du spectromètre (tests réalisés au KOSMA, Schieder communication privée). Autrement dit, l’observation d’une source chaude (par exemple une planète ou la charge interne chaude) peut imposer une attente de quelques (~ 20) secondes avant de pouvoir intégrer à nouveau. Cet aspect demande cependant de nouveaux tests aux niveaux système et sous-système.

Dans les deux cas, nous avons vu que plusieurs sous-bandes seront co-ajoutées afin d’échantillonner toute la fenêtre IF. L’ajustement des ces sous-bandes à un niveau commun est parfois difficile à réaliser et des effets de non-linéarité et de compression entraînent généralement un phénomène connu sous le nom de *platforming*. Les raisons précises de

ces décalages en puissance totale sont encore très peu comprises (il y a d'ailleurs très peu de littérature sur le sujet). L'expérience sur les télescopes au sol montre que ces effets sont difficiles à prévoir et peuvent apparaître aléatoirement. C'est pour cela qu'on évite autant que possible de placer la fréquence des raies observées à l'intersection de deux sous-bandes. Sur HIFI, ce phénomène est susceptible d'affecter les deux spectromètres et on peut donc envisager de configurer judicieusement les 2 *backends* afin de ne jamais faire coïncider en fréquence IF les positions de ces intersections respectives. Un spectre observé simultanément dans les deux spectromètres pourrait donc être ré-ajusté à partir de la ligne de base non affectée du *backend* adéquat. Une technique similaire est présentée en section 3.3.3.

2.1.3 L'antenne single-dish

L'antenne est un des éléments fondamentaux de la détection du signal électromagnétique aux ondes radio. On parle d'observations *single-dish* lorsque qu'une seule antenne est utilisée, à la différence de l'interférométrie où le signal des antennes est combiné par paires. Son rôle est de collecter les radiations électromagnétiques dans une direction particulière du ciel. Afin de recevoir le plus d'énergie possible et de fournir une résolution angulaire raisonnable, la taille de l'antenne doit être grande devant la longueur d'onde du signal détecté. Aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques, les antennes ont des dimensions variant entre quelques mètres et quelques dizaines de mètres. Ces antennes sont relativement similaires aux télescope optiques et utilisent en particulier la configuration Cassegrain d'un réflecteur principal parabolique couplé à un réflecteur secondaire hyperbolique (Fig. 2.4), pour former une image au foyer secondaire, où l'on installe généralement le système de détection. Dans le cas particulier de HIFI, on a vu (Fig. 1.6) que ce plan focal n'était pas couplé directement aux mélangeur mais ré-imaginé par un système d'optiques jusqu'aux détecteurs.

Nous n'entrerons pas ici dans les détails de la théorie des antennes radio et de leur couplage à un front d'onde électromagnétique (pour cela, on renvoie le lecteur aux ouvrages de Born & Wolf 1980, Kraus 1982, Goldsmith 1988, pour ne citer qu'eux). On se souviendra cependant que l'antenne peut être considérée comme un instrument sensible à la puissance des radiations mesurées sur le ciel, et que de ce fait on pourra représenter les quantités détectées sous forme de températures en s'appuyant sur les mêmes principes radiométriques que ceux introduits en 2.1.1. Pour l'étude qui nous intéresse ici nous nous contenterons de caractériser l'antenne à partir de sa réponse au signal venant du ciel et de son environnement proche, ainsi que des grandeurs physiques qui décrivent son influence sur l'étalonnage de l'information astrophysique.

Principes de l'optique gaussienne

Avant d'aller plus loin, il est important de comprendre le formalisme décrivant la nature des faisceaux auxquels doivent être couplés l'antenne et les détecteurs. Ce formalisme est fondé sur la théorie de la quasi-optique et permet de traiter la propagation de faisceaux dont la longueur d'onde n'est plus infiniment petite (à la différence de l'optique géométrique) devant leur diamètre et, *a fortiori*, devant la dimension des optiques servant à les collecter ou les réfléchir. Un tel régime de propagation est modifié par la diffraction et peut être traité en première approximation à l'aide des modes dit de *faisceaux gaussiens*, classe de solutions de l'équation d'onde d'Helmoltz $(\nabla^2 + k^2)\psi = 0$ à variations transverses et direction de propagation parfaitement définie (Goldsmith 1998). L'intensité du champ électrique du mode d'ordre le plus bas est défini par :

$$E(z,r) = \left(\frac{w_0}{w(z)} \right) \exp \left(\frac{-r^2}{w^2(z)} - ikz - \frac{i\pi r^2}{\lambda R(z)} + i\phi_0(z) \right) \quad (2.7)$$

où z et r sont les directions de propagation axiale et transversale respectivement. On voit dans le terme en gras que la distribution d'énergie dans un plan perpendiculaire à l'axe a une forme gaussienne définie par une enveloppe $w(z)$ dont le minimum w_0 est appelé généralement *waist* et correspond au rayon pour lequel l'énergie vaut $1/e^2$ de la valeur au pic (-8.68 dB). R et ϕ_0 sont respectivement le rayon de courbure et la phase du faisceau gaussien. Ces paramètres se propagent selon z sous la forme :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_c^2}} \quad \text{avec} \quad z_c = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.8)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_c^2}{z^2} \right) \quad (2.9)$$

$$\phi_0(z) = \arctan \left(\frac{z_c}{z} \right) \quad (2.10)$$

On voit que la connaissance de la longueur d'onde, du waist w_0 et de la position de celui-ci décrit entièrement le faisceau et son évolution spatiale. La grandeur z_c est appelée *longueur confocale* et caractérise une distance à laquelle le faisceau commence à ne plus être collimaté. On voit que dans la limite $\lambda \rightarrow 0$, les paramètres w et z_c tendent respectivement vers w_0 et ∞ , ce qui correspond à un faisceau parfaitement collimaté ne souffrant d'aucun effet de diffraction. La figure 2.3 illustre le comportement de ces grandeurs à 1 et 2 dimensions.

La description des faisceaux selon le formalisme gaussien dicte très fortement le dimensionnement des éléments optiques de la chaîne de détection. En particulier, on cherche à faire en sorte que les surfaces optiques propagent la plus grande partie possible de l'énergie contenue dans le faisceau. L'approche générale est de dimensionner ces surfaces pour une troncature du faisceau à $4w_0$ (-34.7 dB), c'est-à-dire que 99.97 % du signal est couplé à l'optique (on doit cependant garder à l'esprit que ceci n'est valable que pour l'approximation au mode fondamental utilisé ici. L'ensemble des modes gaussiens participe en réalité à la description complète du faisceau réel). Une autre troncature ayant un rôle prédominant dans la construction des antennes radio est la notion d'apodisation (ou *taper*, voir aussi section suivante). Sa connaissance permet de dimensionner pour chaque longueur d'onde la taille des waists w_0 qui illumineront optimalement le réflecteur secondaire à partir du plan focal. La connaissance de ces waists est alors utilisée pour le dimensionnement de toute optique en aval du plan focal, et en particulier des optiques de couplage aux mélangeurs (cornet, lentille). Considérons le système Cassegrain représenté Fig. 2.4 et supposons que le rapport $F = f_d/d$ entre la distance du plan focal au secondaire et le diamètre de ce dernier est connu. A une distance f_d du plan focal, la taille du faisceau augmente de façon asymptotique avec un angle $\theta_0 = \lambda/(\pi w_0)$ (obtenu avec $z \rightarrow \infty$ dans l'équation 2.8), si bien que dans l'approximation des petits angles $\theta_0 = w(f_d)/f_d$. La connaissance de l'apodisation (c'est-à-dire de la troncature de l'illumination venant du plan focal) nous renseigne alors sur le rapport $d/w(f_d) = k$. En égalisant ces expressions, on obtient finalement :

$$w_0 = \frac{\lambda k}{\pi} F \quad (2.11)$$

Pour HIFI, une apodisation à 10.9 dB implique $k = 2.24$ et les waists au plan focal sont donnés par $0.713 \lambda F$, correspondant à $1 - 3.9$ mm pour $\lambda = 157 - 625 \mu\text{m}$ ($F = 8.68$). Une autre application de ce formalisme sera décrite en section 2.2.4.

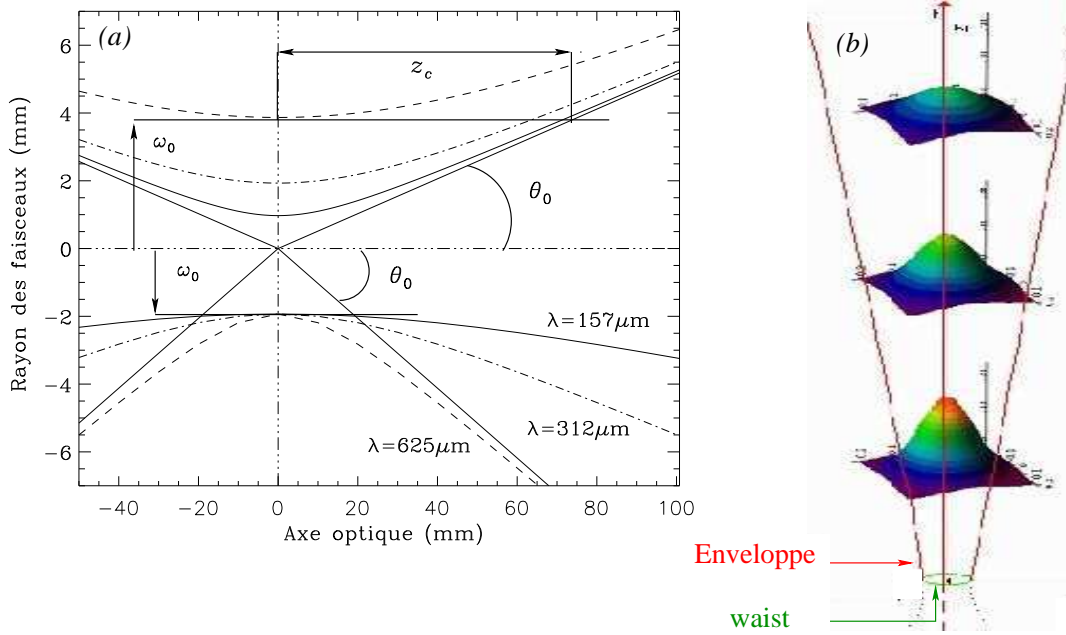


FIG. 2.3 – (a) : Illustration des propriétés des faisceaux gaussiens pour 3 longueurs d’onde ($625 \mu\text{m}$: hachures, $312 \mu\text{m}$: hachures-pointillés, $157 \mu\text{m}$: traits pleins) et 2 cas de figure : en bas, tous les waists sont égaux quelque soit λ et les faibles longueurs restent collimatées plus longtemps (z_c plus grand). C’est la cas considéré en 2.2.4 (voir aussi annexe C). En haut les waists sont proportionnels à λ d’une manière à ce qu’ils illuminent de façon identique une surface située à une distance donnée (par exemple un plan pupille) indépendamment de la longueur d’onde. C’est la cas par exemple des calculs de waists pour HIFI (voir texte). (b) : Propagation de faisceaux gaussiens 2-D, illustrant l’évolution de la distribution d’énergie transverse à l’axe (d’après Pantaleev 2000).

L’antenne parfaite

La réponse directionnelle (ou *lobe*) d’une antenne idéale correspond au diagramme de diffraction d’un front d’onde plane incident par le réflecteur principal et peut être décrite comme la somme d’un lobe principal et d’une composante due aux lobes secondaires (par exemple Greve *et al.* 1998b) :

$$\mathcal{P}_d = \mathcal{P}_{\text{mb}} + \mathcal{P}_{\text{sl}} \quad (2.12)$$

Pour un réflecteur circulaire parfait de diamètre D , ce lobe peut être représenté par une fonction d’Airy $\mathcal{A}(u) = (J_1(u)/u)^2$ où $J_1(u)$ est la fonction de Bessel de premier ordre et u la coordonnée spatiale du plan focal (Born & Wolf 1980). Cette description ne prend pas en compte la combinaison avec le système de couplage au mélangeur qui, par la troncature de son illumination sur le réflecteur secondaire, implique une modification de l’amplitude du front d’onde correspondant à l’apodisation introduit dans la section précédente. Cette pondération radiale, que l’on notera $\alpha(r) = \tilde{\alpha}(u)$ (r est ici la coordonnée du plan ouverture, ou plan pupille), permet de diminuer notablement l’amplitude des lobes secondaires, et donc d’augmenter le rendement dans le lobe principal de l’antenne, au prix d’une légère dégradation du pouvoir de résolution angulaire désigné par $\theta_{\text{mb}} = k \lambda / D$, k pouvant varier

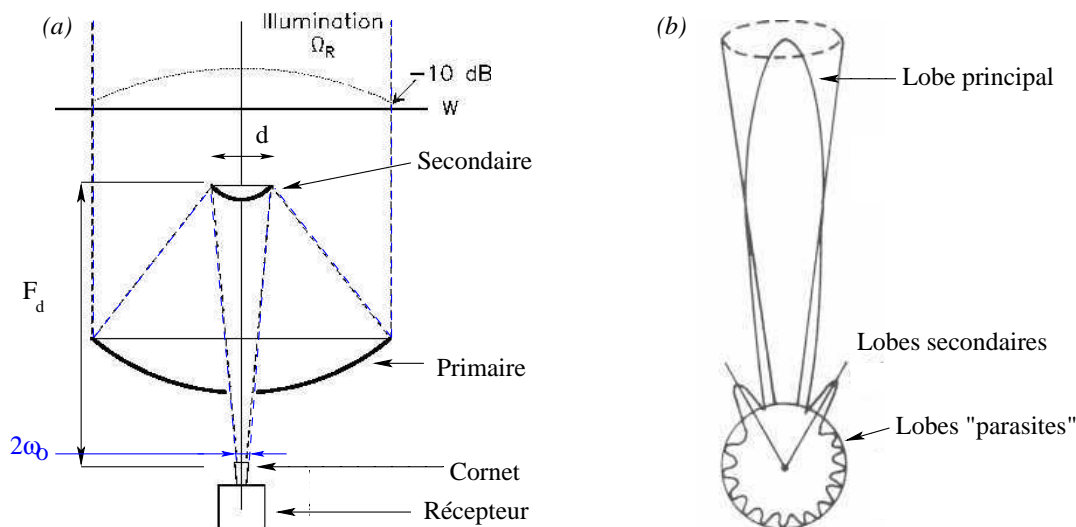


FIG. 2.4 – (a) Schéma d'un télescope de type Cassegrain illustrant l'illumination du front d'onde W et sa troncature (apodisation), d'après Greve 2000. (b) Diagramme polaire de la réponse d'une antenne (d'après Rohlf's 1986).

entre 1 et 1.4 selon le choix fait pour l'apodisation¹.

L'antenne réelle

Dans la réalité, une antenne radio présente des imperfections dues aux déformations induites par des effets d'ordre mécanique ou thermique, ainsi que de possibles désalignements des optiques. Les conséquences sur le lobe de telles déformations dépendent de l'amplitude des modifications du front d'onde par rapport à la longueur d'onde.

Certaines déformations sont systématiques. La plus commune d'entre elles est appelée **défocalisation** et a pour conséquence une diminution du rendement dans l'axe. Elle peut être due à un déplacement du secondaire dans la direction de l'axe du télescope. Un déplacement analogue dans le plan transverse à l'axe provoque une **coma**, se traduisant pour l'observateur par une erreur de pointage. Enfin, une antenne peut souffrir d'**astigmatisme** lorsque des déformations mécaniques ou thermiques complexes s'exercent sur elle. La figure 2.5 illustre l'évolution du lobe lors d'un fort gradient thermique et ses conséquences sur l'observation d'une source quasi-ponctuelle. Une description de ces déformations systématiques peut être faite par l'intermédiaire de polynômes de Zernike dont chaque ordre est associé à un de ces effets (voir aussi Born & Wolf 1980).

Il existe aussi des déformations permanentes dues à la structure intrinsèque du télescope. Elles peuvent se manifester à l'échelle d'un simple panneau composant la surface de l'antenne, ou sur des sous-structures entières du réflecteur primaire. Les effets de ce type de déformation sur la forme du lobe peuvent être traités de façon statistique à l'aide de

1. D'une manière générale, on montre que ce coefficient est donné par (Goldsmith 1998) :

$$k = 1.02 + 0.0135 T_E, \text{ où } T_E \text{ est l'apodisation en dB.}$$

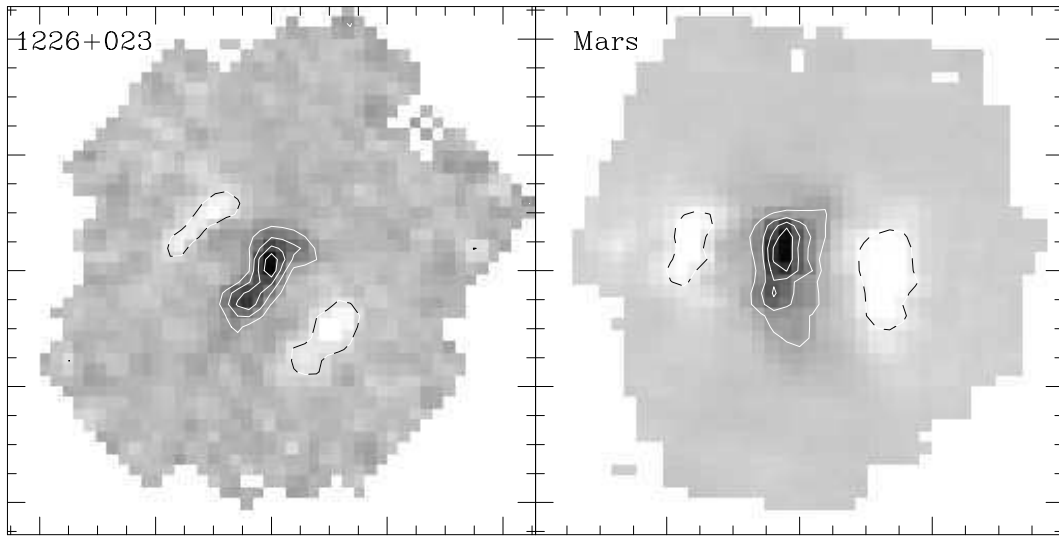


FIG. 2.5 – Illustration des effets d’astigmatisme obtenus pour des observations continuum sur sources ponctuelles après que le télescope (30-m de l’IRAM ici) ait subi un fort gradient thermique, provoquant des déformations notables de la surface du réflecteur primaire. Les deux observations sont séparées d’environ 2 heures. Sur la carte de gauche, le lobe apparaît fortement allongé selon l’axe des élévations (l’axe de balayage est azimuthal ici). Une fraction significative de la puissance se trouve dans cet étirement du lobe. A droite, le réflecteur se stabilisant thermiquement, le lobe se rapproche peu à peu de sa forme attendue. Les contours sont de -20 % (pontillés), puis 20 à 100 % par pas de 20 %. Les contours négatifs indiquent des artefacts intrinsèques à la méthode de reconstruction des cartes (voir 3.3.3).

l’approche introduite par Ruze (1966). Cette approche consiste à décrire les erreurs de surface à partir de leur écart-type σ et de la longueur caractéristique L sur laquelle elles s’exercent. Une de ces grandeurs est donnée par la qualité de surface générale du réflecteur primaire σ_r et correspond à l’écart-type au paraboloïde parfait. Ce paramètre permet de décrire complètement le lobe de diffraction avec apodisation :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{d,\text{réel}} &= \exp[-(\sigma_\varphi)^2] \cdot \tilde{\alpha}(u) \cdot \mathcal{A}(u) + \mathcal{P}_{\text{err}} \\ &= \exp\left[-\left(\frac{4\pi R \sigma_r}{\lambda}\right)^2\right] \cdot \tilde{\alpha}(u) \cdot \mathcal{A}(u) + \mathcal{P}_{\text{err}} \end{aligned} \quad (2.13)$$

où u est la coordonnée spatiale du plan focal, et R un coefficient qui rend compte du degré d’inclinaison du réflecteur parabolique (Greve & Hooghoudt 1981). On y distingue généralement un lobe principal, exprimé par le premier terme de l’éq. 2.13, ainsi qu’un lobe dit d’erreur et correspondant à la contribution des autres échelles de déformation de la structure (σ_i, L_i) . Ces déformations du plan de phase conduisent à une superposition de composantes approximativement gaussiennes dont l’étendue spatiale est supérieure à la taille du lobe principal θ_{mb} (car $L_i < D$), pouvant donc modifier de façon significative la réponse de l’antenne à des sources beaucoup plus étendues que θ_{mb} (Greve *et al.* 1998b, Panis *et al.* 1995, Bensch *et al.* 2001a). Au télescope de 30-m de l’IRAM, ce lobe d’erreur peut contenir jusqu’à 50 % de l’énergie reçue par l’antenne sur un lobe s’étendant 1000” au-delà du lobe principal (voir section 2.1.5 et l’article II en annexe G).

Notons que le terme exponentiel de l'éq. 2.13 n'est autre que l'expression du rendement dans l'axe du télescope (aussi appelé rendement de surface, ou *aperture efficiency* η_A , voir définition ci-dessous) normalisé par le rendement dans l'axe d'un télescope parfait (i.e. sans perturbation de phase) avec apodisation, que l'on note ϵ_0 ². Au final, toutes les échelles de déformation contribuent à la forme générale du lobe car la puissance perdue dans le lobe principale à cause des perturbations de phase sert à alimenter les lobes d'erreur étendus.

Les paramètres fondamentaux

On donne ici une liste des paramètres fondamentaux à l'étalonnage de l'antenne single-dish, et en particulier de son gain. D'autres paramètres seront cependant introduits dans les sections suivantes, ainsi que la description des techniques utilisées afin de les mesurer.

Le gain de l'antenne est une quantité dépendant de la position considérée sur le ciel. Son maximum, aussi appelé *gain de directivité* de l'antenne, est défini par (dans le cas d'une antenne **réelle**) :

$$G_m = \eta_r \times 4\pi \mathcal{P}_n(0) \Big/ \iint_{4\pi} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega \quad (2.14)$$

où \mathcal{P}_n est le lobe total normalisé tel que $\mathcal{P}_n(0) = 1$, et η_r un rendement traduisant les pertes résistives de l'antenne (voir aussi 2.1.4). Si l'on considère à présent une surface A_{eff} dite effective, assimilable la section efficace avec laquelle une densité de puissance S interceptée par l'antenne de diamètre réel A_{geom} est convertie en puissance P , on démontre que (voir par exemple Rolf 1986) :

$$G_m = 4\pi \frac{A_{\text{eff}}}{\lambda^2} \quad (2.15)$$

où λ est la longueur d'onde. On définit alors l'efficacité de surface (ou rendement dans l'axe) de l'antenne par $\eta_A = A_{\text{eff}}/A_{\text{geom}}$, et l'équation précédente devient :

$$G_m = 4\pi \frac{A_{\text{geom}} \eta_A}{\lambda^2} \quad (2.16)$$

Si l'on se réfère à nouveau à l'éq. 2.2, cette puissance P est directement proportionnelle à la température d'antenne et on a $kT = A_{\text{eff}}S/2$ (le facteur 1/2 est dû au fait que l'on n'est sensible qu'à une seule polarisation). La conversion des flux en températures d'antenne (ici en échelle T_A^* , voir définition en 2.1.4) peut alors s'écrire :

$$G_{(K/Jy)} = \frac{T_A^*}{S} = \frac{A_{\text{geom}}}{2k} \frac{\eta_A}{\eta_\ell} \quad (2.17)$$

où k est la constante de Boltzmann et η_ℓ une efficacité que nous définirons bientôt. Comme introduit dans l'éq. 2.13, le rendement dans l'axe de l'antenne réelle peut être décrit par la théorie des tolérances d'antenne proposée par Ruze (1966) et s'écrivant :

2. On peut montrer (Goldsmith 1998) que ce facteur ne dépend que du choix de l'apodisation et est défini par :

$$\epsilon_0 = \frac{2}{a} \cdot [\exp(f_b^2 a) - \exp(-a)]^2$$

où $a = 0.115 \cdot T_E$, et T_E est l'apodisation en dB, et f_b est la fraction du rayon du primaire située dans l'ombre du secondaire, effet appelé *blocage* (f_b est généralement petit devant 1).

$$\eta_A = \epsilon_0 \exp \left[- \left(\frac{4\pi R \sigma_r}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (2.18)$$

A chaque élévation les effets de la gravité provoquent une variation de ce rendement dû à l'écart au paraboloïde théorique. Le cas idéal est celui d'un télescope se déformant de manière *homologique*, et conservant une structure parabolique à chaque élévation. Pour une antenne réelle, ceci n'est en général réalisable qu'à une élévation unique, que l'on notera el_{opt} , et à laquelle l'antenne est ajustée au paraboloïde idéal. A toute autre élévation, un *écart à l'homologie* affecte alors le rendement de l'antenne et le gain résultant à l'élévation el est donné par (cf Greve *et al.* 1998a) :

$$G(el, el_{opt}) = \exp \left[- \left(\frac{4\pi R \sigma_g(el, el_{opt})}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (2.19)$$

Ce gain n'a donc en principe besoin d'être mesuré qu'à une longueur d'onde. Von Hörner & Wong (1975) ont montré que les déformations induites par la gravité peuvent être représentées simplement à l'aide des déformations à l'horizontale ($\sigma(0)$) et au zénith ($\sigma(90)$), ainsi que de la connaissance de l'élévation à laquelle est fait l'ajustement optimal :

$$\sigma_g(el, el_{opt}) = \sqrt{\sigma(0)^2 [\cos(el) - \cos(el_{opt})]^2 + \sigma(90)^2 [\sin(el) - \sin(el_{opt})]^2} \quad (2.20)$$

Nous verrons en section 2.2.3 comment ce formalisme peut être utilisé afin de mesurer les courbes de gain en élévation requises pour un étalonnage rigoureux.

2.1.4 Que doit-on étalonner ?

Les sections précédentes nous ont permis de décrire les éléments principaux impliqués dans la détection du signal électromagnétique aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques. On va à présent se pencher plus concrètement sur la forme que prend l'information lorsqu'elle passe à travers cette chaîne et les difficultés qui se posent à l'étalonneur.

Couplage du télescope à la source

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.3, une antenne radio est un récepteur sensible aux radiations émises par l'intégralité de son environnement, proche (le sol, la cabine, l'atmosphère) et lointain (les sources astronomiques). Afin de déterminer quelle partie de cette radiation est attribuable à l'objet céleste lui-même, on définit un ensemble d'efficacités propres au télescope et permettant d'estimer la contribution de chaque source émettrice dans un angle solide donné.

On commence par distinguer l'émission émanant directement de la surface du télescope lui-même. Ces pertes résistives, déjà introduites dans la section précédente, sont directement obtenues à partir de l'éq. 2.14 (avec $\mathcal{P}_n(0) = 1$) :

$$\eta_r = (G_m/4\pi) \int_{4\pi} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega \quad (2.21)$$

où G_m est le gain de l'antenne défini en 2.1.3. On isole ensuite les contributions vues vers l'avant du télescope de celles vues en arrière de celui-ci. Pour ceci, on définit une

efficacité de *couplage vers l'avant du télescope*, ou *forward efficiency*, qui inclut les pertes ohmiques η_r et tient compte de l'émission du sol et/ou, le cas échéant, de bâtiments ou autres structures près de l'antenne :

$$\eta_\ell = \eta_r \times \frac{\iint_{2\pi} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega}{\iint_{4\pi} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega} \quad (2.22)$$

Le couplage à la source *vers l'avant* de l'antenne est un paramètre qui doit d'abord prendre en compte, au sol et dans l'air en tout cas, la contribution au signal due aux couches inférieures de l'atmosphère terrestre. Cette contribution se manifeste sous la forme d'un fond de ciel additif représenté par une température de bruit et pouvant varier fortement dans le temps et l'espace, mais aussi d'une atténuation due aux molécules d'eau, d'oxygène et de composants mineurs présents sur la ligne de visée. Si l'on considère à présent une source d'angle solide Ω_s vue depuis le télescope, et de distribution de brillance normalisée sur le ciel $\mathcal{B}_n(\Psi)$, la puissance reçue par le télescope exprimée en convention Rayleigh-Jeans est appelée *température d'antenne*, et est donnée par (Ulich & Haas 1976) :

$$T_A = \eta_r J(T_R, \nu) \left[\frac{\iint_{\Omega_s} \mathcal{P}_n(\Psi - \Omega) \mathcal{B}_n(\Psi) d\Psi}{\iint_{4\pi} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega} \right] \exp(-\tau_z A) \quad (2.23)$$

où $J(T_R, \nu)$ est la température de brillance effective de la source (voir éq. 2 de Kutner & Ulich 1981) et le terme exponentiel représente l'absorption de l'atmosphère pour une masse d'air $A = 1/\sin(\text{el})$ et une opacité au zénith τ_z .

Pour s'affranchir de l'absorption de l'atmosphère, on introduit alors une échelle de température T'_A telle que $T'_A = T_A \exp(\tau_z A)$, puis enfin T_A^* (Phillips *et al.* 1973) définie par :

$$T_A^* = T'_A / \eta_\ell \quad (2.24)$$

T_A^* représente la température de brillance, hors atmosphère et hors pertes *en arrière* du télescope, d'une source équivalente remplissant les 2π stéradians de l'angle solide vers l'avant du télescope. Les sources observées en astronomie ayant en général des tailles bien inférieures à ceci, tout le problème réside alors dans l'estimation du couplage d'une source d'étendue Ω_s au lobe principal de diffraction et au lobe d'erreur.

Certains cas de figure peuvent être traités de manière simple. Pour une source strictement ponctuelle, la notion de température de brillance n'a de pas sens et on doit en toute rigueur exprimer la puissance reçue en terme de flux. Si l'on a mesuré la température d'antenne dans une échelle T_A^* , ce flux est obtenu directement en inversant l'éq. 2.17 :

$$S_\nu = \frac{2k T_A^*}{A_{\text{geom}}} \frac{\eta_\ell}{\eta_A} \quad (2.25)$$

Pour une source non ponctuelle mais de taille inférieure au lobe principal, on peut définir un facteur correctif K prenant en compte la dilution de la source non ponctuelle dans le lobe. Pour des distribution gaussiennes ou circulaires uniformes de la brillance de la source, il existe une expression analytique pour K (voir Gordon *et al.* 1992). Si la source remplit exactement le lobe principal θ_{mb} , on définit alors une efficacité intermédiaire :

$$\eta_{\text{mb}} = \frac{\iint_{\Omega_{\text{mb}}} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega}{\iint_{4\pi} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega} \quad (2.26)$$

et avec

$$\eta_b = \frac{\eta_{mb}}{\eta_\ell} = \frac{\iint_{\Omega_{mb}} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega}{\iint_{2\pi} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega} \quad (2.27)$$

on peut obtenir la température de brillance de la source de taille comparable à θ_{mb} avec $T_{mb} = T_A^*/\eta_b$. On peut montrer en combinant les eqs. 2.16, 2.21 et 2.26 que :

$$\eta_{mb} = \eta_A \frac{A_{geom} \iint_{\Omega_{mb}} \mathcal{P}_n(\Omega) d\Omega}{\eta_r \lambda^2} \quad \text{et pour un lobe gaussien} \quad (2.28)$$

$$= 0.8899 \cdot \frac{\eta_A}{\eta_r} \left(\frac{\theta_{mb}}{\lambda/D} \right)^2 \quad (2.29)$$

Pour des sources de taille supérieure à θ_{mb} , et en particulier comparable à celle des lobes d'erreur, il est impossible de déterminer un facteur de couplage simple à la source sans connaître la distribution précise de sa température de brillance. Nous verrons plus loin qu'il existe cependant des techniques permettant de corriger l'influence des lobes d'erreur. Une solution "simple" consisterait à trouver pour chaque taille de source un étalon uniforme de brillance connue auquel une efficacité η'_b effective serait associée (Gordon *et al.* 1992). Certains observatoires proposent dans ce sens une efficacité η_{Lune} permettant d'estimer le couplage du télescope à des sources de l'ordre de 30 minutes d'arc.

Pour le travail d'étalonnage, on voit que la connaissance des ces diverses efficacités est primordiale si l'on veut convertir les mesures obtenues en unités ayant un sens pour l'astrophysicien. Comme le lobe complet du télescope n'est en général pas connu, les formules théoriques présentées précédemment ne peuvent être utilisées directement. L'étalonneur dispose cependant de méthodes pour mesurer ces paramètres et elles seront décrites en section 2.1.5.

Couplage du télescope à la chaîne de détection

La fonction de transfert du système quasi-optique est caractérisée essentiellement à travers les coefficients d'émissivité (composante additive) et de réflectivité (composantes multiplicatives) des diverses optiques impliquées dans le couplage depuis le réflecteur primaire. On peut en général mesurer ces coefficients en laboratoire mais il est presque impossible d'avoir une vision globale de ces paramètres à toutes les longueurs d'onde. Nous verrons en section 2.1.5 comment les schémas d'observation et d'étalonnage communément utilisés permettent de s'affranchir d'une connaissance exhaustive de la réponse de cette chaîne.

Les optiques de relais n'altèrent pas seulement la transmission du signal mais peuvent aussi lui ajouter des composantes parasites. Celles-ci peuvent être dues à des signaux parasites (oscillateur local, source puissante à proximité des optiques, etc) parvenant aux détecteurs par réflexions multiples et subissant aussi le mélange à la fréquence intermédiaire. Un exemple bien connu de la plupart des observatoires radio est la présence d'ondes stationnaires prenant naissance entre deux éléments optiques du système de couplage (Fig. 2.10, voir aussi l'étude présentée en section 2.2.4). Ces altérations du signal sont en général difficiles à corriger après le mélange car elles peuvent avoir subi de nombreuses transformations dans la chaîne électronique. On cherche donc à les atténuer (utilisation d'absorbant), à les rediriger en dehors de l'axe optique (inclinaison de surfaces si possible, cône de dispersion sur le secondaire), voire à les supprimer par des stratégies d'observation adaptées (voir 2.1.5). Néanmoins certains de ces signaux subsistent car ils peuvent être relativement instables dans le temps et difficilement contrôlables.

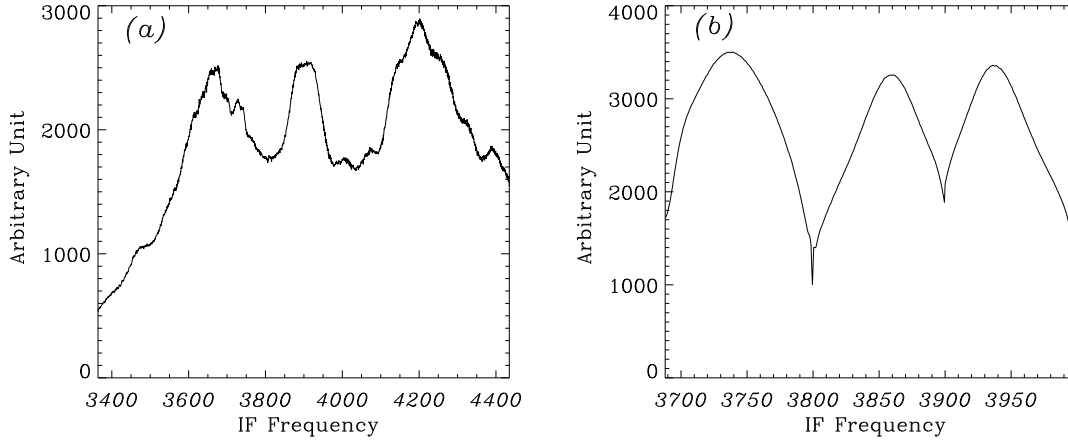


FIG. 2.6 – Exemple de signaux en puissance totale mesurés à la fréquence IF sur une charge interne (mesures sur le satellite Odin, d’après H. Oloffson). (a) : réponse en sortie d’un spectromètre acousto-optique. (b) : réponse en sortie d’un autocorrélateur (3 sous-bandes ici).

Réponse de la chaîne de détection

On considère ici un signal couplé au mélangeur selon les principes décrits ci-dessus, converti et amplifié à la fréquence IF , et enfin échantillonné par un spectromètre sur une bande spectrale de largeur $\Delta\nu$ et de résolution $\delta\nu$. On dit que le signal est observé en puissance totale (aucune modulation pour le moment) et intégré par le système durant un temps t . La réponse de l’ensemble (mélangeur- IF -*backend*) correspond à une fonction de transfert dont les variations spectrales et temporelles représentent sans doute un des enjeux les plus complexes du processus d’étalonnage. La figure 2.6 (voir aussi Fig. 2.9 et 2.10) illustre la forme que peut prendre cette réponse au niveau du spectromètre. On voit que sa dynamique peut être de l’ordre de plusieurs dB, les effets étant souvent pires en bord de bande. Par nature, le signal en puissance totale obtenu au travers des électroniques de détection n’est encore dans aucune des échelles de mesure que nous avons présentées précédemment. On parle en général d’ADU (unités analogique/digital), ou simplement de volts, et une étape essentielle consiste alors à étalonner la valeur du gain pour convertir ces unités en température ou en flux de la source. Les dérives temporelles de ce gain ont une conséquence directe sur la sensibilité du système, comme le montrait déjà l’équation 2.5 :

$$\left. \frac{\sigma_T}{T_{\text{sys}}} \right|_g \propto \frac{\Delta g}{g} \quad (2.30)$$

Un des objectifs des observations en mode spectroscopique est de relier d’éventuels profils de raies détectées sur un spectre à une fréquence ou une vitesse ayant un sens dans le système de référence choisi par l’observateur. Pour ce faire, on a l’habitude de rapporter les vitesses des sources étudiées et de l’observatoire au référentiel au repos local (*local standard of rest*, LSR). Dans ce système, on suppose que le soleil se déplace à -20 km/s dans la direction de position équatoriale ($\alpha_{1900} = 18^{\text{h}}, \delta_{1900} = 30^\circ$). La fréquence des molécules sondées est alors calculée à partir de la vitesse de la source par rapport à l’observatoire, et exprimée à l’aide de leur décalage Doppler. Deux cas de figure peuvent

alors être considérés selon que l'on exprime la vitesse Doppler en convention *radio* ($v = cz$, où $z = \frac{\nu_0}{\nu} - 1$) ou en convention *optique* ($v = \frac{cz}{z-1}$):

$$\nu_{\text{ciel}}^{\text{radio}} = \nu_0 \left(1 - \frac{v_{\text{lsr}}}{c} \right) \quad (2.31)$$

$$\nu_{\text{ciel}}^{\text{opt}} = \nu_0 \left(\frac{1}{1 + v_{\text{lsr}}/c} \right) \quad (2.32)$$

Ces conventions sont comparables à faible décalage vers le rouge z (pour une source de $v_{\text{lsr}} = 30$ km/s, l'écart des deux fréquences est de 10^{-8} , soit au moins un ordre de grandeur en dessous du pouvoir de résolution des meilleurs spectromètres). Cette échelle spectrale doit être recalculée au niveau de la fréquence intermédiaire. Ceci requiert un étalonnage régulier de la fréquence centrale de l'IF et de l'élément de résolution $\delta\nu$. Leurs variations sont dues à des instabilités éventuelles au niveau de l'oscillateur local (décalage de ν_{IF} , élargissement du canal spectral) et/ou à des variations de températures, notables en particulier sur les AOS, mais moins critiques sur les autocorrélateurs.

Enfin, nous avons vu qu'une des particularités du mélange hétérodyne était la sensibilité simultanée dans deux bandes de fréquence voisines (voir section 2.1.1). Si aucune réjection de bande n'est réalisée, comme cela est souvent le cas aux hautes fréquences, il est indispensable de connaître avec précision le comportement des gains de ces bandes latérales, que l'on notera respectivement G_i (bande image) et G_s (bande signal), en fonction de la fréquence d'OL et de la fréquence IF.

2.1.5 Les techniques d'étalonnage et leurs limitations

On s'intéresse ici aux principales méthodes d'étalonnage communément utilisées sur les radiotélescopes en opération au sol et dans l'espace. Nous verrons dans quelle mesure elles résolvent certains des problèmes soulevés dans la section précédente, ainsi que leurs limitations pour les systèmes auxquels l'étalonneur est confronté.

La modulation sur ciel froid

La suppression de l'émission de fond de ciel peut être réalisée à l'aide d'observations modulées entre deux positions proches sur le ciel (positions dites **ON** sur la source et **OFF** hors source). On parle de modulation sur ciel *froid* car on fait l'hypothèse que l'observation d'une position de référence proche contient uniquement le signal émis entre le télescope et l'avant de la source (essentiellement attribuable au fond cosmologique à 2.7 K et à l'atmosphère, très largement dominante au sol). On suppose également que cette émission est constante dans une région de taille raisonnable autour de la source. On peut aussi supposer que les canaux de vitesse dans un domaine donné autour du profil spectral ne présentent aucune émission, fournissant de fait une mesure du fond de ciel.

Divers types de modulation sont possibles selon l'étendue de la source ou la taille des raies attendues :

- modulation en position :
 - pour des sources de taille inférieure à quelques minutes d'arc, certains télescopes permettent d'utiliser l'inclinaison du réflecteur secondaire afin d'observer des positions proches de la source sans bouger pour autant le réflecteur primaire. Ce mode dit de **wobbler** (WSW), ou **dual beam switching** (DBS), a pour principal inconvénient de provoquer une dissymétrie du chemin optique entre les observations **ON** et **OFF**, ayant souvent pour conséquence la présence d'une

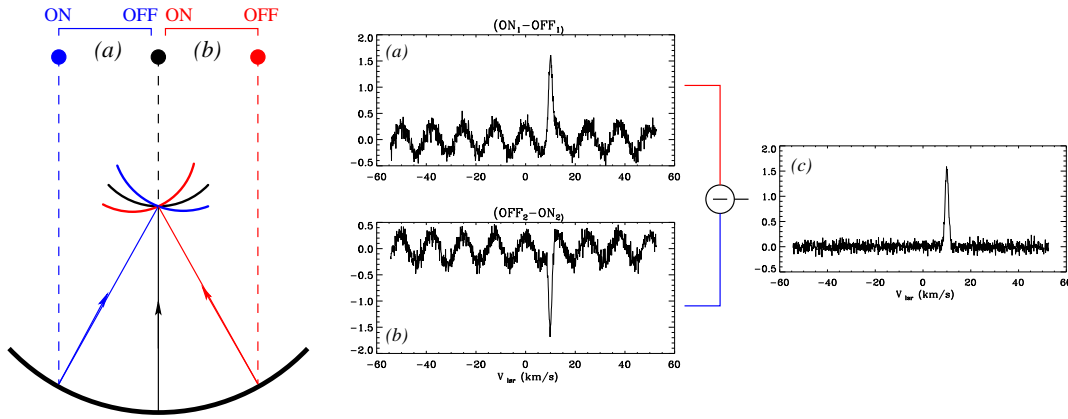


FIG. 2.7 – Illustration du mode d’observation WSW ou DBS : Gauche : paires de positions observées dans chacune des phases. Milieu : simulation de spectres obtenues dans chacune des phases (a) et (b). Droite : spectre final résultant de la différence des deux phases.

onde stationnaire résiduelle dans le signal modulé ON–OFF. On compense cet effet par deux paires d’observations symétriques plaçant successivement la source en position ON puis OFF. Ceci permet d’obtenir des profils d’ondes stationnaires en phase, que la différence des deux sous-mesures ($[\text{ON}_1 - \text{OFF}_1] - [\text{OFF}_2 - \text{ON}_2]$) annule si le système de modulation est correctement équilibré (voir Fig. 2.7).

- une alternative (**chopper switching, CSW**) est d’utiliser un modulateur plus en aval (dans le plan focal). Les conditions et contraintes sont comparables.
- Au lieu de moduler simplement la direction visée, il est également possible de renvoyer le faisceaux de référence sur une charge (par exemple **Switch de Dicke**) ou sur un faisceau très ouvert sur le ciel (**sky switching**, cf Odin, voir 2.2.4).

Une variante de ce mode concerne le cas particuliers d’observations cherchant au contraire à mesurer le fond de ciel (mesures du fond cosmologique, par exemple COBE). Ces expériences sont limitées à l’espace ne sont pas affectées par l’atmosphère. La modulation se fait en général directement sur un corps noir interne (la notion de position OFF n’a ici plus de sens), on parle alors de **load switching**. Les systèmes récents travaillent désormais en mesure directe (balayage rapide avec une mosaïque, et techniques d’autocorrections).

- si aucune position de référence n’est accessible à proximité de la source, on doit déplacer l’ensemble du primaire+secondaire pour permettre la mesure sur position OFF (mode dit de **position switching, PSW**). Cette solution offre des lignes de base de qualité inférieure à celles du WSW car la position OFF peut sonder des conditions atmosphériques différentes de celles de la position ON, ou ayant depuis évolué. Au sol ceci est particulièrement vrai si ces positions sont observées à des élévations différentes.

- modulation en fréquence : cette technique dite de **frequency switching (FSW)** consiste à moduler deux signaux observés successivement à deux fréquences d’OL voisines (on parle de phases plutôt que de ON/OFF). Aucune position de référence *spatiale* n’est nécessaire et les raies, si présentes, sont détectées dans chaque mesure

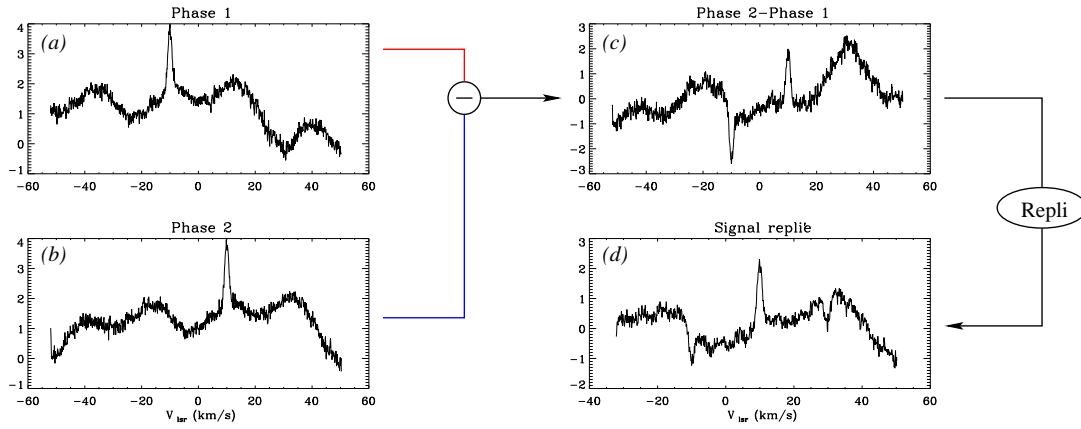


FIG. 2.8 – *Illustration du mode d'observation FSW: (a) et (b): simulation de spectres en puissance totale dans chacune des phases. La ligne de base est simulée par une réponse typique en sortie de backend, plus une onde stationnaire. (c): différence des 2 phases, illustrant la difficulté d'annuler les effets de ligne de base. (d): spectre replié ((c) - (c)_{décalé}).*

(au contraire du OFF qui n'intègre que le fond de ciel). Ce mode est donc deux fois plus efficace en terme de temps d'observation que ceux à modulation spatiale, mais il présente l'inconvénient majeur de modifier la réponse spectrale entre les 2 phases (Fig. 2.8). En particulier, l'existence d'ondes stationnaires dans la cavité OL-mélangeur module la puissance d'OL disponible et peut dégrader sensiblement la réponse entre les deux phases (voir 2.2.4). Concernant les effets de ligne de base de type ondes stationnaires, on peut ici les atténuer d'un facteur non négligeable en adaptant le saut de la fréquence OL à la fréquence observée de ces ondes (Thum *et al.* 1995).

La modulation ne sert pas seulement à corriger de l'émission du fond de ciel (on ne l'utiliserait alors pas dans l'espace), mais également à s'affranchir de toute composante additive susceptible d'apparaître dans la réponse du système. Cette approche ne permet cependant pas d'étalonner les composantes multiplicatives de la fonction de transfert globale (voir ci-après) mais elle permet d'atténuer notablement les conséquences de leurs fluctuations. Si l'on considère à nouveau la dérive en gain Δg sur la sensibilité du système (Eq. 2.5), on peut écrire cette fois-ci pour la mesure différentielle :

$$\left. \frac{\sigma_T}{T_{\text{sys}}} \right|_g \propto \frac{\Delta g}{g} \frac{T_{\text{ON}} - T_{\text{OFF}}}{T_{\text{sys}}} \quad (2.33)$$

On reconnaît ici une des raisons pour lesquelles les défauts multiplicatifs de la chaîne de détection deviennent importants lors d'observations des planètes (T_{ON} élevé).

Dans tous les cas, on voit que l'échelle de temps avec laquelle évoluent ces composantes additives (atmosphère ou lumière parasite) dicte la qualité des lignes de base spectrales obtenues. On cherchera donc à alterner les ONs et OFFs à une fréquence plus rapide que ces variations, dans les limites permises par le déplacement des éléments servant à moduler.

Étalonnage de la composante multiplicative

Nous avons vu ci-dessus l'utilité de la modulation du signal par rapport à une référence *a priori* similaire en terme de contributions additives. La part multiplicative (intensité et réponse spectrale du gain) ne peut être étalonnée qu'en rapportant le signal modulé à un autre signal d'intensité connue et reproduisant la forme de cette réponse spectrale : le signal de *calibration*. En supposant que le gain global du système a un comportement parfaitement linéaire, on peut écrire la formule très générale :

$$T_{\text{mesuré}} = T_{\text{cal}} \frac{g(t_1) \Delta V_{\text{sky}}}{g(t_2) \Delta V_{\text{cal}}} = T_{\text{sky}} \frac{g(t_1)}{g(t_2)} \quad (2.34)$$

où T_{cal} représente le facteur d'étalonnage en une échelle de température adéquate, et où les mesures sur ciel (signal modulé) et sur étalon (signal de calibration) sont faites aux instants t_1 et t_2 respectivement. La mesure correspondra alors effectivement à la température recherchée à condition que le gain n'ait pas varié sensiblement entre ces deux instants. Les sous-sections suivantes présentent les principales approches en opération sur les télescopes actuels.

Les diodes à bruit

Le signal d'étalonnage peut être fourni par une jonction utilisée dans le domaine résistif de la courbe $I(U)$ (Fig. 2.1). On sait que la puissance en sortie d'une telle résistance R est donnée par :

$$P_{\text{noise}} = e \cdot \frac{IR}{2} \Delta\nu + kT_{\text{phys}} \Delta\nu \quad [\text{W}] \quad (2.35)$$

où e est la charge de l'électron, et T_{phys} la température physique de la résistance. Or on sait d'après l'équation 2.2 que cette puissance peut être exprimée comme le rayonnement d'un corps noir équivalent dont la température sera alors donnée par :

$$T_{\text{noise}} = e \cdot \frac{IR}{2k} + T_{\text{phys}} \quad [\text{K}] \quad (2.36)$$

Si la courbe $I(U)$ est correctement connue, on peut donc contrôler la température de bruit de la jonction (ou diode) en fonction de la tension en entrée. Cette technique est surtout utilisée dans le domaine des longueurs d'onde centimétriques (au télescope de 100-m d'Effelsberg par exemple, voir 3.3.4) car elle ne permet pas de prendre en compte directement l'absorption atmosphérique, dont les effets sont moindres en dessous de quelques dizaines de GHz. Cette propriété peut également être utilisées afin d'étalonner la chaîne en aval de la jonction (i.e. la chaîne IF). La diode sert alors de générateur de bruit.

L'étalonnage *chopper wheel*

La technique la plus communément utilisée par les radiotélescopes millimétriques et submillimétriques est connue sous le nom de **chopper wheel**. Cette méthode fut introduite par Penzias & Burrus (1973) afin de proposer une alternative aux diodes à bruit du domaine centimétrique, dont les performances étaient souvent dépendantes de la fréquence. En utilisant cette fois-ci un absorbant à la température ambiante et de radiation relativement constante sur un large domaine de longueurs d'onde, ces auteurs montrèrent que les

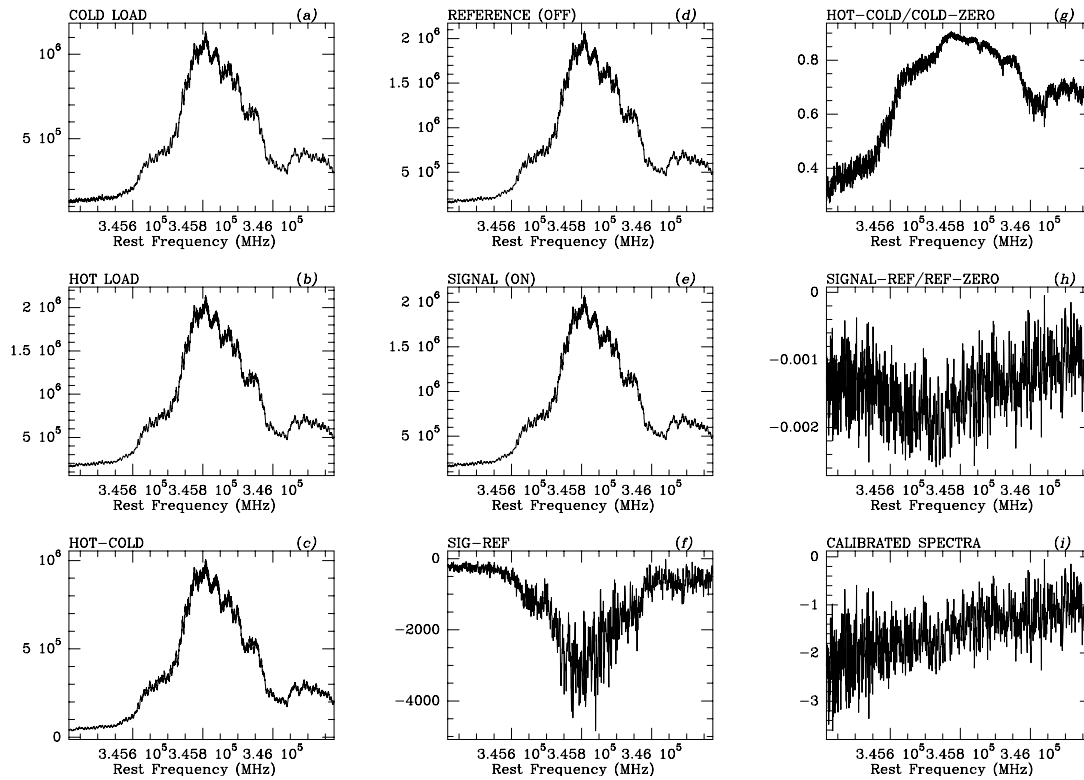


FIG. 2.9 – Illustration de chacun des étapes de l'étalonnage par la méthode chopper wheel. [(a),(b)] et [(d),(e)] sont les mesure en puissance totale, (c) et (f) les différences des 2 paires respectives. (g) et (h) représentent ces différences normalisées par la réponse du système. (i) est le signal final étalonné selon l'éq. 2.37. Dans cet exemple, la réponse de la chaîne de détection est correctement corrigée et la ligne de base final n'est entâchée n'aucun effet significatif.

variations au premier ordre de l'absorption atmosphérique pouvaient être suivies et prises en compte dans le schéma d'étalonnage. Cette propriété est liée à l'approximation faite que la température moyenne de l'atmosphère et celle de l'absorbant sont égales au premier ordre.

Initialement mise en œuvre sous la forme d'une roue supportant l'absorbant et placée en rotation devant le cryostat à une fréquence d'environ 10 Hz, elle consiste aujourd'hui en un système d'une à deux charges (charge *chaude* et charge *froide*) couplées aux mélangeurs par un montage quasi-optique additionnel. Si de nombreux observatoires se contentent du fond de ciel froid comme charge froide, l'utilisation d'un absorbant supplémentaire plongé dans un bain d'azote liquide est néanmoins relativement répandue et sert à estimer les performances radiométriques des récepteurs et à étalonner l'absorption atmosphérique.

La séquence d'étalonnage associée à cette méthode consiste donc en 4 mesures en puissance totale : (i) mesure sur source (ON), (ii) mesure du fond de ciel pour modulation avec (i) (OFF), (iii) mesure sur charge chaude et (iv) mesure sur ciel froid (en pratique identique à (ii)) ou sur une charge froide, pour modulation avec (iii). Nous ne donnons ici pas les détails des équations régissant la combinaison de ces mesures pour arriver au signal étalonné (pour ceci, se référer par exemple à Ulich & Haas 1976, Kutner &

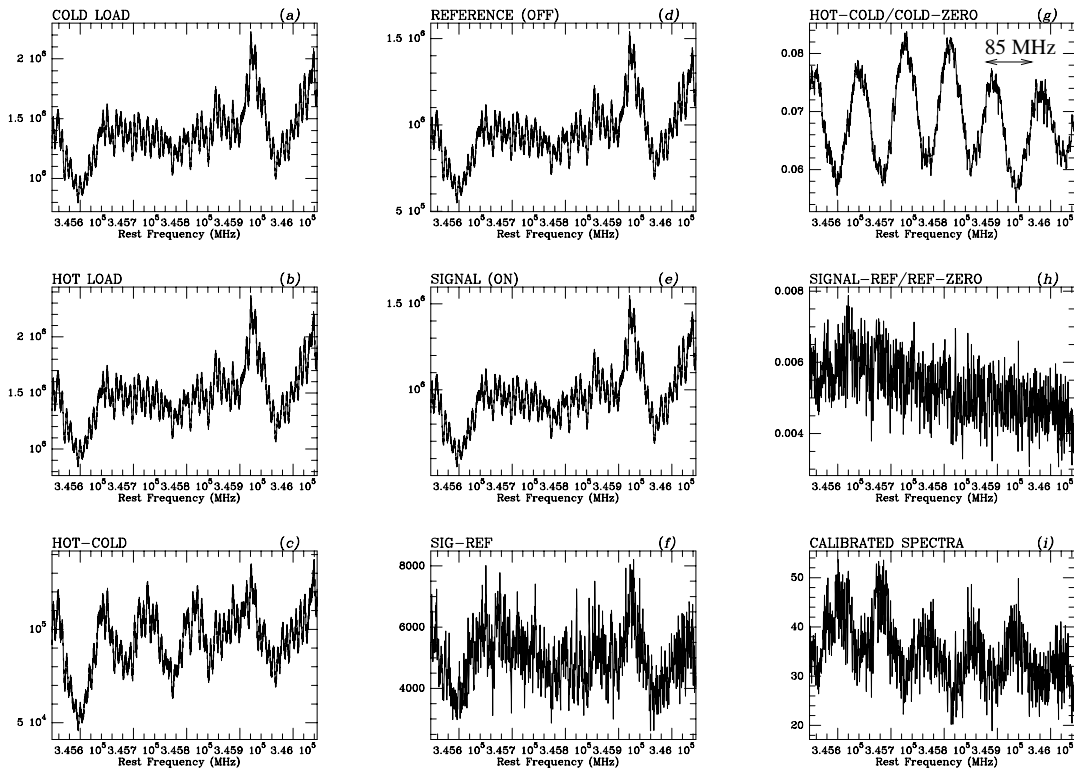


FIG. 2.10 – Identique à Fig. 2.9, mais dans cet exemple, une onde stationnaire persistante dans le signal d'étalonnage sur charge (déjà visible en (c)) est propagée jusqu'au spectre final. Sa fréquence (85 MHz) correspond à la distance séparant la charge du mélangeur (voir section 2.2.4)

Ulich 1981, Kramer 1997). On reviendra cependant sur l'adaptation de cette technique au cas spécifique d'HIFI (section 2.2.3). La combinaison de ces quatre signaux permet de représenter les mesures sur la source directement en température d'antenne corrigée de l'atmosphère et des pertes *en arrière* du télescope :

$$T_A^* = \frac{C_{\text{source}} - C_{\text{sky}}}{C_{\text{hot}} - C_{\text{sky}}} T_{\text{cal}} \quad (2.37)$$

La notation C_{xx} représente ici le nombre d'unités lues par les électroniques et T_{cal} le facteur d'étalonnage, dont nous donnons une expression complète ci-après. Ici encore, on a fait l'hypothèse que les gains instrumentaux sont identiques au moment de toutes les mesures (ce qui n'est en général pas strictement vrai dans la pratique). Cependant au premier ordre, on voit que cet algorithme s'affranchit à la fois des composantes multiplicatives et additives inhérentes au système de détection. Les figures 2.9 et 2.10 illustrent les diverses combinaisons de ces signaux en puissance total ((a), (b), (d) et (e)) jusqu'au spectre étalonné ((i)). On voit clairement combien la réponse spectrale du gain domine les signaux non modulés, et que la combinaison décrite par l'équation 2.37 est souvent la seule permettant d'obtenir une ligne de base d'ordre 1 (hors effets additionnels de type ondes stationnaires). La seconde figure révèle cependant un des points faibles principaux de l'algorithme. On voit en effet sur cet exemple qu'une onde stationnaire présente dans la

mesure d'étalonnage n'a pas été compensée dans le signal final car elle ne se retrouvait pas dans le signal modulé sur le ciel. Ainsi toute contribution parasite propre à une mesure en puissance totale sera propagée jusqu'au spectre final.

On s'intéresse à présent au facteur d'étalonnage en lui-même. Dans la suite de ce document, on exprimera les températures de brillance en se fondant sur l'extension *conventionnelle* de la relation Rayleigh-Jeans. Dans l'approximation $h\nu \ll kT$, celle-ci s'écrit :

$$B_\nu^{\text{RJ}}(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT \quad (2.38)$$

En retournant cette équation et en considérant alors la fonction de Planck sous sa forme générale, on obtient l'expression de la température de brillance dite en *convention Rayleigh-Jeans*, et s'écrivant :

$$J_\nu = \frac{c^2}{2\nu^2 k} B_\nu^{\text{Planck}}(T) \quad (2.39)$$

On notera alors :

$$J_{s,\text{xx}} = \frac{h\nu_s/k}{\exp(h\nu_s/kT_{\text{xx}}) - 1} \quad (2.40)$$

la température effective de rayonnement d'un corps noir de température physique T_{xx} à la fréquence ν_s (correspondant ici à la bande signal). Afin d'obtenir la valeur de la température d'étalonnage définie par l'éq. 2.37, on exprime les différentes quantités mesurées en puissance totale :

$$\begin{aligned} C_{\text{sky}} = & g \left(\eta_\ell \left[G_s \left(\exp(-\tau_s A) J(\nu_s, T_{\text{bg}}) + (1 - \exp(-\tau_s A)) J(\nu_s, T_{\text{ATM}}) \right) \right. \right. \\ & + G_i \left(\exp(-\tau_i A) J(\nu_i, T_{\text{bg}}) + (1 - \exp(-\tau_i A)) J(\nu_i, T_{\text{ATM}}) \right) \left. \right] \\ & \left. + (1 - \eta_\ell) [G_s J(\nu_s, T_{\text{amb}}) + G_i J(\nu_i, T_{\text{amb}})] + T_{\text{rec}} \right) + \langle C_{\text{be}} \rangle \end{aligned} \quad (2.41)$$

On distingue dans cette équation les contributions de l'atmosphère (ATM), du fond de rayonnement cosmologique (bg), de la cabine abritant les récepteurs (amb), ainsi que les courants d'obscurité associés aux détecteurs ($\langle C_{\text{be}} \rangle$). A représente la masse d'air, égale à $1/\sin(\text{el})$, τ est l'opacité atmosphérique, g est le gain de la chaîne de détection électronique, et G_s et G_i sont les gains de bandes latérales en bandes signal et image respectivement.

On a de plus :

$$C_{\text{hot}} = g \left[G_s J(\nu_s, T_{\text{hot}}) + G_i J(\nu_i, T_{\text{hot}}) + T_{\text{rec}} \right] + \langle C_{\text{be}} \rangle \quad (2.42)$$

et

$$C_{\text{cold}} = g \left[G_s J(\nu_s, T_{\text{cold}}) + G_i J(\nu_i, T_{\text{cold}}) + T_{\text{rec}} \right] + \langle C_{\text{be}} \rangle \quad (2.43)$$

Enfin, pour un spectre mesuré en bande signal par un système double bande, on peut écrire (en échelle T_Λ^*):

$$C_{\text{source}} - C_{\text{sky}} = g \eta_\ell T_\Lambda^* G_s \exp(-\tau_s A) \quad (2.44)$$

La combinaison de ces quantités selon l'éq. 2.37 conduit à l'expression suivante, où l'on note $\mathcal{R}_G = G_i/G_s$:

$$\begin{aligned}
T_{\text{cal}} &= [J_{s,\text{amb}} - J_{s,\text{ATM}}] + \mathcal{R}_G [J_{i,\text{amb}} - J_{i,\text{ATM}}] \\
&+ [J_{s,\text{ATM}} - J_{s,\text{bg}}] + \mathcal{R}_G [J_{i,\text{ATM}} - J_{i,\text{bg}}] \exp((\tau_s - \tau_i) A) \\
&+ \frac{\exp(\tau_s A)}{\eta_\ell} ([J_{s,\text{hot}} - J_{s,\text{amb}}] + \mathcal{R}_G [J_{i,\text{hot}} - J_{i,\text{amb}}])
\end{aligned} \tag{2.45}$$

C'est l'équation la plus générale en présence d'atmosphère, pour un système double bande de gains *a priori* non égaux, et en supposant que la température de l'atmosphère (T_{ATM}), celle de la cabine ou de l'environnement du télescope (T_{amb}) et celle de la charge chaude (T_{hot}) ne sont pas strictement égales. On distingue également l'émission dans les deux bandes ($J_{s,\text{xx}} \neq J_{i,\text{xx}}$) bien que l'on puisse souvent les confondre. Divers degrés de simplification sont appliqués sur les télescopes en opération, mais cette forme complète nous permet d'identifier les paramètres limitants la précision de la méthode. On voit en particulier que certaines températures peuvent être difficiles à estimer car le milieu auquel elles s'appliquent ont des frontières assez vagues. Le couplage de ces températures est également un point critique. Si le couplage effectif aux sources internes peut être précisément mesuré, l'estimation de l'efficacité vers l'avant du télescope est plus délicate. Enfin, on voit qu'au sens strict, le facteur d'étalonnage requiert une mesure instantanée de l'opacité dans la direction d'observation.

Au sol ces deux paramètres peuvent être estimés lors d'une mesure appelée **skydip**. Cette technique consiste à sonder l'émission du fond de ciel à diverses élévations (ou masses d'air). Cette fois, aucune modulation n'est nécessaire et on s'intéresse à la puissance totale moyennée sur toute la bande spectrale du *backend* (notée ici simplement J). On forme alors l'expression :

$$\begin{aligned}
M &= \ln \left(\frac{C_{\text{hot}} - C_{\text{cold}}}{C_{\text{hot}} - C_{\text{sky}}} \right) \\
&= \ln \left(\frac{J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}}{\eta_\ell [(J_{\text{amb}} - J_{\text{ATM}}) + (J_{\text{ATM}} - J_{\text{bg}})\exp(-\tau_z A)]} \right) \\
&\simeq \tau_z A + \ln \left(\frac{J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}}{\eta_\ell (J_{\text{amb}} - J_{\text{bg}})} \right) \quad \text{en supposant } J_{\text{amb}} \equiv J_{\text{ATM}}
\end{aligned} \tag{2.46}$$

On peut donc obtenir l'opacité au zénith à partir de la pente de la droite $M = f(A)$. En supposant J_{bg} négligeable dans la contribution à la puissance totale sur le ciel, et en injectant les mesures sur charges chaudes et froide, l'ordonnée à l'origine de cette droite nous fournit une estimation de η_ℓ . Cette dernière opération revient à considérer le fond de ciel comme une source homogène remplissant les 2π stéradians vers l'avant du télescope, et étalonnée selon deux références internes. Nous verrons dans la seconde partie de ce travail comment cet algorithme peut être appliqué à des étalons célestes comme par exemple les quasars (cf 3.3.4).

Les mesures de type skydip peuvent cependant nécessiter beaucoup de temps (longs temps morts afin de bouger le télescope en élévation) et on limite le plus souvent cette série de mesures à une unique élévation correspondant à une intégration sur ciel froid (mesure **(iv)** de la séquence décrite plus haut) à laquelle est ajustée un modèle d'atmosphère (voir par exemple Cernicharo 1985).

En utilisant ce même facteur d'étalonnage et les mesures de la séquence ci-dessus, on peut calculer la température de bruit T_{sys} du système de détection complet :

$$T_{\text{sys}} = \frac{C_{\text{sky}}}{C_{\text{hot}} - C_{\text{cold}}} T_{\text{cal}} \tag{2.47}$$

ainsi que le bruit de la chaîne à partir du mélangeur :

$$T_{\text{rec}} = \frac{G_s J_{s,\text{hot}} + G_i J_{i,\text{hot}} - Y \left[G_s J_{s,\text{cold}} + G_i J_{i,\text{cold}} \right]}{Y - 1} \quad \text{où } Y = \frac{C_{\text{hot}} - z}{C_{\text{cold}} - z} \quad (2.48)$$

le paramètre z représentant ici le signal à vide émanant des détecteurs.

Mesures des paramètres d'antenne et étalons célestes

L'algorithme d'étalonnage introduit précédemment permet de rapporter les mesures à des températures d'antenne en échelle T_A^* . On sait cependant que la conversion de cette valeur en une température absolue requiert la connaissance précise du couplage du télescope à une source d'étendue donnée (section 2.1.4). Afin de mesurer ces paramètres, on a généralement recours à des étalons dits *primaires* et dont la température attendue à une fréquence donnée est supposée connue de manière absolue. Les planètes sont les candidats les plus adaptés à ce type de mesure car elles sont pour la plupart de taille inférieure aux lobes principaux des télescopes radio ($3'' - 25''$ pour Mars, $3''$ pour Uranus), et peuvent souvent être traitées comme des corps noirs de température de brillance dont les éventuelles variations saisonnières peuvent être modélisées (ellipticité des orbites, position des anneaux, angle d'aspect des pôles, etc).

De nombreux modèles de flux planétaires sont disponibles aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques (par exemple Ulich 1981, Griffin *et al.* 1986, Orton *et al.* 1996, Moreno *et al.* 1998). Les mesures effectuées dans ces domaines indiquent que certaines planètes présentent des raies d'absorption (CO, NH₃, PH₃) pouvant perturber fortement les profils en flux aux fréquences concernées. On peut cependant considérer les mesures de température martienne avec une incertitude de l'ordre de 5 % (Griffin & Orton 1993).

Considérons à présent un étalon primaire de taille θ_S et de flux S_ν . Si l'on dispose d'un balayage en puissance totale le long de la source, ou d'une carte de cet étalon suffisamment étendue, la mesure obtenue correspond à la convolution du lobe, supposé gaussien, avec la source de température supposée uniforme. Le lobe principal peut alors être retrouvé à partir de (Baars 1973) :

$$\theta_{\text{mb}} = \sqrt{\theta_{\text{mesuré}}^2 - \frac{\ln 2}{2} \theta_S^2} \quad \text{pour une source circulaire uniforme} \quad (2.49)$$

$$\text{et } \theta_{\text{mb}} = \sqrt{\theta_{\text{mesuré}}^2 - \theta_S^2} \quad \text{pour une source circulaire gaussienne} \quad (2.50)$$

Pour des tailles θ_S comparables à θ_{mb} , on peut également déduire de ces mesures l'efficacité de lobe principal :

$$\eta_{\text{mb}} = \frac{\eta_\ell T_A^*}{\langle S_\nu \rangle_{\text{mb}} [1 - \exp(-\ln(\theta_S/\theta_{\text{mb}})^2)]} \quad \text{pour une source circulaire uniforme} \quad (2.51)$$

où T_A^* est la température mesurée sur l'étalon. Si l'on considère la température au pic ($T_{A,\text{pic}}^*$) d'une telle carte (ou le maximum d'un balayage 1D effectué le long d'une source parfaitement ponctuelle), on obtient directement le rendement dans l'axe de l'antenne :

$$\eta_A = \frac{\eta_\ell T_{A,\text{pic}}^* [\text{K}]}{S_\nu [\text{K}]} = \frac{2k}{A_{\text{geom}}} \times \frac{\eta_\ell T_{A,\text{pic}}^* [\text{K}]}{S_\nu [\text{Jy}]} \quad (2.52)$$

Une autre classe d'étalons célestes est également utilisée afin de suivre et vérifier les performances ou les réglages de l'instrument. Ces étalons, dits *secondaires*, ne sont

généralement pas des références absolues mais ils peuvent servir à contrôler des formes de profils de raie et/ou des intensités par comparaison à des mesures plus anciennes ou effectuées lors de conditions d'observations particulièrement favorables (Mauersberger *et al.* 1989, Sandell 1994, Lisenfeld *et al.* 2001). On cherche souvent à utiliser des sources ponctuelles afin de s'affranchir des effets d'erreur de pointage mais comme nous le verrons par la suite (paragraphe 2.2.3) diverses géométries de sources sont néanmoins requises. Les limitations de ces étalons relatifs sont liées à leur possible variabilité et aux fortes incertitudes associées aux modèles dont on aura besoin afin d'interpoler l'émission à une fréquence donnée.

Correction des lobes d'erreur

Bien que la plupart des astronomes décident de rapporter leurs mesures à une échelle de type T_{mb} (aussi appelé T_{R}^* dans certains observatoires, voir Downes 1989), ou T_{Lune} si les efficacités correspondantes sont disponibles, l'étalonnage absolu des observations sur sources étendues requiert une estimation du couplage à la source pour chaque canal de vitesse et chaque pixel spatial. Dans le cas où une part non-négligeable du signal est due à des structures détectées dans le lobe d'erreur, la conversion en échelle T_{mb} tend à surestimer la température réelle de l'émission vue dans le lobe principal. Plusieurs méthodes ont cependant été proposées afin de prendre en compte cette contribution au signal. Elle sont généralement fondées sur une connaissance précise des composantes du lobe d'erreur et la mesure de la structure à grande échelle des sources observées (voir Bensch *et al.* 2001b pour une discussion complète sur ce sujet).

Dans tous les cas, on cherche généralement à lisser l'information mesurée à grande échelle à la résolution des divers lobe d'erreur pouvant entrer en jeu. Une première possibilité consiste à appliquer ce lissage sur les données à étalonner en elles-mêmes (Westerhout *et al.* 1973, Beuther 2000). Ceci requiert une quantité de données considérables car il faut alors échantillonner à la résolution du lobe principal une région pouvant s'étendre jusqu'à plus de cent fois le diamètre de ce lobe. De plus seule la partie centrale de cette carte pourra être corrigée. Un tel jeu de données peut aussi être utilisé pour une déconvolution dans le domaine de Fourier, mais le bruit résultant de cette procédure en est un facteur très limitatif (Hoogerheijde & Sandell 2000, Sandell & Weintraub 2001, Bensch 2001b).

Une alternative consiste alors à mesurer la structure à grande échelle à l'aide d'un télescope de lobe principal de taille peu inférieure à celle du premier lobe d'erreur que l'on souhaite corriger. L'échantillonnage sur le ciel peut être alors beaucoup plus espacé mais doit évidemment couvrir l'étendue du plus grand lobe d'erreur. Les limitations de ce genre d'approche résident dans les problèmes d'inter-étalonnage entre télescopes. La méthode s'est cependant révélée efficace dans de nombreux cas faisant en particulier usage du télescope de 3 mètres du KOSMA afin de corriger des données observée au 30-m de l'IRAM (Panis 1995, Bensch 2001a). Dans la seconde partie de ce travail, nous montrerons également comment des données similaires ont été utilisées pour estimer la contribution des lobe d'erreur à nos données 30-m, et pour la validation d'une technique de correction à mi-chemin entre cette méthode sophistiquée et la simple conversion en T_{mb} (voir aussi l'article II).

2.2 Le cas de HIFI

Nous entrons à présent dans le détail du travail d'étalonnage réalisé sur HIFI. Nous rappellerons le cadre de l'étude et la philosophie guidant la mise en place de cette tâche, puis

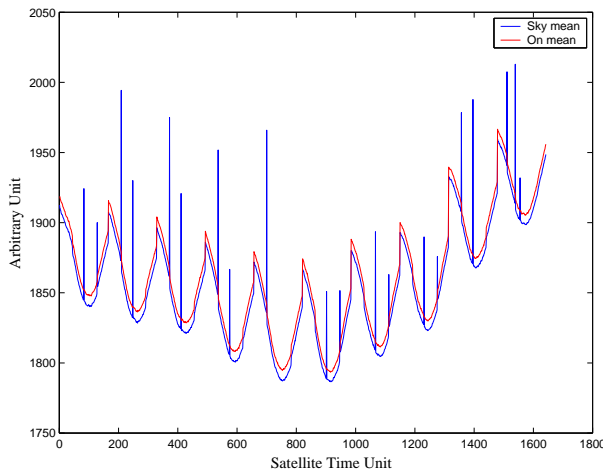


FIG. 2.11 – *Courbe de l'émission moyenne en puissance totale mesurée sur plusieurs orbites par le satellite Odin en voie télescope et voie ciel (voir 2.2.4). On note un comportement périodique correspondant aux passages en zone d'occultation terrestre sur les orbites successives, ainsi qu'une évolution à plus long terme traduisant la rotation de la Terre. D'après H. Olofsson (OSO).*

nous montrerons comment les problèmes d'étalonnage décrits dans les sections précédentes peuvent être abordés à ce stade du projet.

2.2.1 Le cadre

Comme anticipé dans la description de l'instrument en 1.4, HIFI présentera de nombreuses caractéristiques communes aux télescopes actuellement en opération dans le domaine submillimétrique. Si certaines des techniques validées au sol pourront sans doute être ré-utilisées, il faudra aussi compter avec les aspects qui font de HIFI un instrument unique et nouveau en terme d'étalonnage.

Les simplifications

Les simplifications majeures propres à HIFI relèvent bien sûr des conditions d'opération dans l'espace. Ces conditions observationnelles, initialement dictées pas les objectifs scientifiques de la mission, ont des conséquences importantes sur les contraintes d'étalonnage. Non seulement les corrections d'absorption atmosphérique n'auront plus lieu d'être, mais les contaminations par l'émission thermique de l'environnement seront également réduites. On s'attend de plus à une grande stabilité thermique du satellite. Ces conditions, même si elles n'empêcheront pas les dérives propres aux sous-systèmes impliqués dans la détection, devraient néanmoins permettre une meilleur reproductibilité des observations et aider à un suivi précis des comportements de l'instrument. Un gain de stabilité par rapport aux instruments terrestres a d'ores-et-déjà été confirmé par les satellites SWAS et Odin actuellement utilisés sur des orbites basses. Ils laissent présager de l'avantage spectaculaire attendu sur l'orbite L2 (Fig. 2.11).

Les nouveaux enjeux

L'étalonnage d'un instrument de la complexité de HIFI requiert un travail original dans plusieurs domaines. D'un point de vue technologique, nombre de ses sous-systèmes seront le fruit de développements nouveaux pour lesquels relativement peu d'expérience aura été acquise au moment du lancement. En particulier, l'étalonnage de très larges bandes spectrales obtenues en mode DSB représente un des enjeux principaux. Les premières caractérisations de jonctions destinées à voler sur HIFI indiquent en effet que des variations de l'ordre de 20 % peuvent être attendues sur une bande de 160 GHz. De même, le domaine

de longueurs d'onde étudié par HIFI dispose d'extrêmement peu d'étalons célestes. En particulier au-delà du THz, HIFI ouvrira un domaine tout à fait vierge à la spectroscopie haute résolution..

D'un point de vue système, HIFI sera relativement difficile à caractériser de manière complète. Les très nombreuses configurations d'observation qu'il offrira viendront compliquer le travail d'étalonnage de données dépendant déjà de plusieurs paramètres (temps, fréquence, polarisation, paramètre de réglage). De plus, par sa nature d'observatoire ouvert à la communauté, il sera intrinsèquement en re-configuration permanente, ce qui n'est *a priori* pas favorable à un suivi exhaustif des comportements et performances de l'instrument. On ne pourra évidemment pas tester l'instrument dans l'intégralité de ses configurations. A ceci s'ajoute l'aspect peu redondant de chaque mesure. Au contraire de systèmes telles que les caméras multi-pixels, HIFI ne disposera que d'un seul point sur le ciel. Des redondances pourront néanmoins être exploitées :

- possibilité de balayages suréchantillonnés
- suréchantillonnage spectral des signaux "larges"
- double canal (polarisations H et V)

Enfin on notera que malgré ces difficultés, les spécifications d'étalonnage absolu sont très ambitieuses : objectif de 3%, 10% étant la spécification minimale (Whyborn & Beintema 1998). Les conventions adoptées afin de définir précisément ce que l'on entend par ces erreurs restent relativement floues. Dans la suite de ce travail, nous utiliserons les définitions suivantes :

- par incertitude absolue on comprendra l'estimation de la déviation maximale à la valeur supposée *vraie*, même si celle-ci n'est en principe jamais connue. De ce fait, l'incertitude absolue quantifie l'erreur sur l'attribution d'une valeur au titre d'étalon absolu. En ce sens, cette incertitude est systématique et ne peut être améliorée en répétant les mesures.
- par incertitude relative on comprendra l'estimation de la dispersion interne à un jeu de mesures. Cette incertitude peut être vue comme une estimation de la reproductibilité d'une mesure dans une configuration donnée, mais également comme une représentation des divergences de précision de mesure entre des configurations diverses. Si les contributions à cette erreur relative seront essentiellement de type aléatoire (bruit), une partie d'entre elles peut néanmoins s'avérer systématique (par exemple non-linéarités).

Le bilan d'erreur total est alors une combinaison de ces deux incertitudes. Par la suite, nous interpréterons ces dispersions comme des écarts à $\pm 1\sigma$. Dans ces conventions, ces spécifications sont meilleures que les incertitudes observées sur la plupart des observatoires millimétriques ou submillimétriques en activité. Cependant on doit considérer cette exigence comme légitime étant donné le coût d'une telle mission et son importance sur le plan scientifique. Il faudra en effet attendre sans doute de nombreuses années avant qu'une autre mission ne vienne succéder au HSO.

2.2.2 Philosophie et stratégie d'étalonnage

Comme expliqué en introduction de ce manuscrit, deux approches complémentaires ont été utilisées pour aborder le travail d'étalonnage de HIFI. D'un côté nous devons garantir aux scientifiques l'accès à des données converties en une échelle ayant un sens physique dans le cadre des études et interprétations auxquelles elles sont sujettes (*étalonnage des données*). D'un autre côté, il nous faut parvenir à une connaissance profonde des comportements de l'instrument afin de pouvoir dresser une sorte de carte d'identité du système la

plus fidèle possible (*étalonnage de l'instrument*). Cette étape, à l'interface entre travail de modélisation et tests instrumentaux, est la clef des développements d'outils d'étalonnage automatique alliant robustesse des diagnostics et état de l'art de la compréhension de la chaîne de détection.

Établir les bases de cette approche et son application concrète dans le calendrier des opérations du projet a été la toute première tâche à laquelle je me suis dédié. Cette réflexion et les premières initiatives dans ce sens ont abouti à la formation au printemps 2000 d'un groupe de travail (*Calibration Group*), marquant le véritable démarrage du travail d'étalonnage de HIFI. Ce groupe est représenté par 6 instituts dans 4 pays et se réunit tous les 3 mois environ. Sa tâche principale est d'établir le *plan d'étalonnage* de HIFI, document projet servant de référence à toutes les activités touchant à l'étalonnage. En particulier, ce document doit rappeler la stratégie d'étalonnage adoptée, définir les besoins associés, et décrire le déroulement précis des opérations d'étalonnage dans chacune des phases de la mission. Au sol, ces activités sont marquées par les tests des divers prototypes d'instrument : *modèle de développement* (DM, à l'automne 2002), *modèle cryogénique de qualification* (CQM, à l'automne 2003) et *modèle de vol* (FM, à l'automne 2004). En vol, il doit définir les séquences précises d'étalonnage et la fréquence à laquelle elles sont effectuées. Il doit de plus s'assurer, en collaboration avec le groupe système, qu'aucun des choix techniques ne met en danger le retour scientifique de la mission. Une de mes contributions au groupe d'étalonnage a été l'écriture de la première version de ce plan (Teyssier & Pérault 2000) et sa mise-à-jour jusqu'à présent pour les diverses revues de projet.

Une des arborescences principales de ce document est l'analyse des besoins d'étalonnage sous forme de *Use Cases* (Roelfsema *et al.* 2001). Sous cette appellation abstraite se cache en réalité un exercice consistant à décrire avec le plus de détails possibles les séquences de mesures (au sol et en vol) et/ou les études anticipées pour le travail d'étalonnage. Cette mise en situation "prématurée" force le scientifique à identifier les algorithmes de mesure requis et les outils de traitement de données associés. Les diverses lectures possibles de ce document permettent alors une analyse complète des besoins en étalonnage, aussi bien vis-à-vis des activités de tests au sol, des observations de routine une fois en orbite, que du traitement et de l'analyse qui seront faits. La plupart, pour ne pas dire tous les travaux présentés dans la suite de ce manuscrit répondent à, ou sont motivés par un ou plusieurs des besoins compilés dans ce document. Beaucoup de ces travaux sont en cours et nous nous intéresserons aux perspectives dans lesquelles ils peuvent évoluer.

2.2.3 L'étalonnage des données

Le premier aspect de notre approche d'étalonnage sépare les références de type céleste (*étalons externes*) de celles propres à l'instrument (*étalons internes*). Cette distinction correspond à une certaine hiérarchie des étalons considérés ici : alors que les premiers nous fournissent de manière irrégulière certains des paramètres fondamentaux de l'échelle dans laquelle toute observation sera graduée, les seconds permettent, moyennant un algorithme adéquat, de rapporter de façon routinière les mesures à ces étalons primaires et secondaires.

Étalonnage externe

On comprendra par ce terme tout type d'étalonnage fondé sur la mesure d'un objet céleste servant de référence. Dans la stratégie considérée jusqu'à présent, l'étalonnage reposera en premier lieu sur l'observation d'étalons absolus, ou primaires, qui définiront l'échelle de température de HIFI. Des étalons secondaires, c'est-à-dire dont l'émission

attendue ne peut être considérée comme suffisamment connue, serviront à suivre et vérifier de nombreuses performances de l'instrument et deviendront rapidement des références propres à HIFI. Des modèles devront permettre d'interpoler entre les points d'étalonnage.

A ce stade du projet, le travail de l'étalonneur consiste à identifier et construire une liste de sources satisfaisant aux besoins anticipés pour les diverses activités d'étalonnage en vol. Cette analyse est fondée sur les besoins compilés dans le document de Use Cases. On peut rassembler ces besoins sous quatre thèmes principaux: (i) caractéristiques en sensibilité, (ii) propriétés de lobe, (iii) caractéristiques spectrales, et (vi) caractéristiques en intensité.

Les conditions requises

La nomenclature présentée ci-dessous correspond à une liste exhaustive des besoins annoncés. Comme nous le verrons par la suite, il est anticipé que des sources de diverses natures satisfassent à ces besoins. L'identification de candidats sur le ciel correspond à l'étape suivante de cette analyse (voir ci-après).

- **Req-1 : besoin de planètes et astéroïdes compactes.** Les planètes et astéroïdes sont considérés comme les meilleurs, sinon les seuls, candidats aptes à fournir une émission continuum à la fois forte, homogène et étalonnée de manière absolue. Ces étalons primaires sont requis pour mesurer certaines des propriétés de lobe (voir 2.1.5) et, sous réserve d'une assez grande confiance dans leur intensité, de vérifier en vol la qualité du module d'étalonnage interne. Enfin, ils serviront à évaluer les capacités de l'instrument à mesurer les niveaux de continuum (mode WSW), un besoin crucial pour les études de raies vues en absorption.
- **Req-2 : besoin de sources à fortes raies étroites.** De telles sources sont requises afin de tester les performances du mode d'observation en FSW. Elles serviront également à vérifier et suivre le comportement du profil spectral d'instrument au cours de la mission.
- **Req-3 : besoin de sources à larges raies.** Cette propriété permet de tester les éventuels défauts de cohérence spectrale entre deux sous-bandes de l'autocorrélateur (section 1.4.2). De telles sources serviront aussi à évaluer les capacités instrumentales à détecter de larges raies et en particulier l'impact des ondes stationnaires sur de tels profils après des longues intégrations.
- **Req-4 : besoin de sources à spectre riche en raies.** De telles sources sont considérées comme les meilleurs candidats pour tester en vol les performances des algorithmes de déconvolution de relevés spectraux réalisé en DSB et estimer les rapports de gains de bandes latérales. Ces spectres permettent aussi un étalonnage précis en fréquence tant que la limite de confusion n'est pas atteinte.
- **Req-5 : besoin de sources compacte à raies fortes (autres que planètes).** Cette description vague tend à faire doublon avec d'autres besoins tels que Req-2 ou Req-3. On note cependant qu'aucun prérequis sur la forme des raies n'est exigé ici. Cette catégorie existe au nom d'étalons secondaires appelés à remplacer les planètes lors des nombreuses périodes lors desquelles aucun étalon primaire ne sera visible depuis le satellite (voir discussion sur les visibilitées ci-dessous). Ils seront également nécessaire pour tester les performances du mode d'observation WSW en terme de détection de raies.
- **Req-6 : besoin de sources compactes de continuum fort (autres que planètes).** Même remarque que Req-5.

- **Req-7 : besoin de sources étendues.** On s'intéresse ici aux capacités de cartographie de l'instrument. Comme la structure apparente de sources étendues peut dépendre énormément de l'antenne utilisée pour la cartographie (section 2.1.5), il est nécessaire de connaître la distribution de l'émission attendue rapportée à un télescope de 3.5 m. De telles sources sont également requises afin de déterminer la géométrie relative des divers canaux dans le plan focal.
- **Req-8 : besoin de positions sans aucune émission.** Ce besoin un peu particulier fait écho à la séquence d'étalonnage interne (section 2.1.5). La mesure sur charge froide n'est en effet pas nécessairement faite sur une charge interne, mais sur la position dite de référence sur le ciel (OFF). Ceci n'a de sens que si cette position ne présente absolument aucune émission à la fréquence considérée. De même de telles positions sont requises afin de tester certaines performances en stabilité de l'instrument. Une telle information devra être cherchée dans les relevés existant (par exemple Sanders *et al.* 1986, Brüll *et al.* 2000) ou à venir (ELISA, Ristorcelli *et al.* 2001).
- **Req-9 : besoin de sources à forte polarisation.** De telles sources sont requises afin d'évaluer la capacité de l'instrument à mesurer la polarisation et à tester la polarisation instrumentale éventuelle.

A ces besoins spécifiques s'ajoutent des considérations d'ordre plus général pouvant s'appliquer à divers degrés à chacune des catégories listées ci-dessus. En particulier, il sera souhaitable de disposer d'étalons distribués de la manière la plus homogène possible sur le ciel. Ceci est lié non seulement à la faible rapidité de déplacement du satellite d'une position à une autre (1 min. pour 20", 6.5 min. pour 20°, d'après l'IID-A, Schaap 1997), mais aussi aux visibilités réduites sur le ciel dues aux contraintes sur les angles d'aspect par rapport au Soleil et à la Terre. Ces limitations sont essentiellement imposées afin d'éviter tout contact direct du cryostat avec les radiations émanant de ces 2 astres. On cherche aussi à éviter toute lumière parasite pouvant être couplée au télescope. Pour le HSO, l'angle d'aspect dans le plan écliptique (plan XY, rotation dite de roulis) et dans un plan perpendiculaire (plan XZ, rotation dite d'assiette) sont limités à $\pm 5^\circ$ et $\pm 30^\circ$ respectivement (d'après IID-A, Schaap 1997). Les figures 2.12 à 2.14 illustrent ces contraintes. En particulier on note une longue période pendant laquelle Mars ne sera pas visible.

Un autre aspect important concerne la variabilité de ces étalons (en raie ou continuum) car plusieurs de ces sources sont appelées à servir de référence en intensité. Enfin, nous notons la sensibilité à l'étendue spatiale de la source et aux erreurs de pointage qui peuvent y être associées lors de la mesure d'étalonnage. Chacun de ces trois derniers points a des conséquences différentes selon les besoins exprimés. Nous résumons dans le tableau 2.2 la façon dont est affectée chacune des catégories. On tente également d'estimer le nombre de sources requis pour chacun de ces tests. Pour ceci, on relâche quelque peu la contrainte sur l'homogénéité de la distribution sur le ciel et on fait l'hypothèse que 2 étalons au moins sont disponibles chaque mois (idéalement un dans chaque hémisphère). Cette hypothèse repose sur la perspective d'une planification optimale des séquences d'observation permettant d'effectuer la mesure d'étalonnage à moindre déplacement du satellite.

Les candidats

En considérant les contraintes sur les sources d'étalonnage, nous avons principalement retenu quatre classes d'objets astronomiques : (i) sources du Système Solaire, (ii) étoiles évoluées, (iii) sources du milieu interstellaire (cœurs chauds, régions HII ultra-compactes

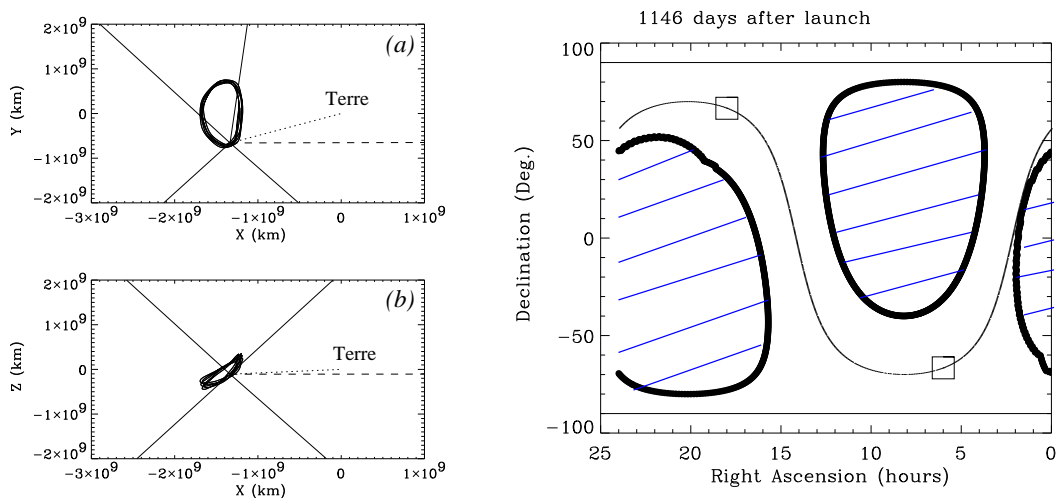


FIG. 2.12 – *Illustration des contraintes en visibilité. Gauche* : cônes de visibilité tracés depuis la position du satellite sur son orbite à une date donnée, dans le plan de l'écliptique ((a)) et perpendiculaire à ce plan ((b)). Les segments en pointillés (resp. hachurés) joignent le satellite à la Terre (resp. au Soleil). *Droite* : projection de ces cônes sur le référentiel équatorial. Les zones hachurées sont invisibles à cette date. La courbe en pointillés illustre l'iso-longitude écliptique située dans un plan parallèle à YZ, les carrés représentant les pôles écliptiques.

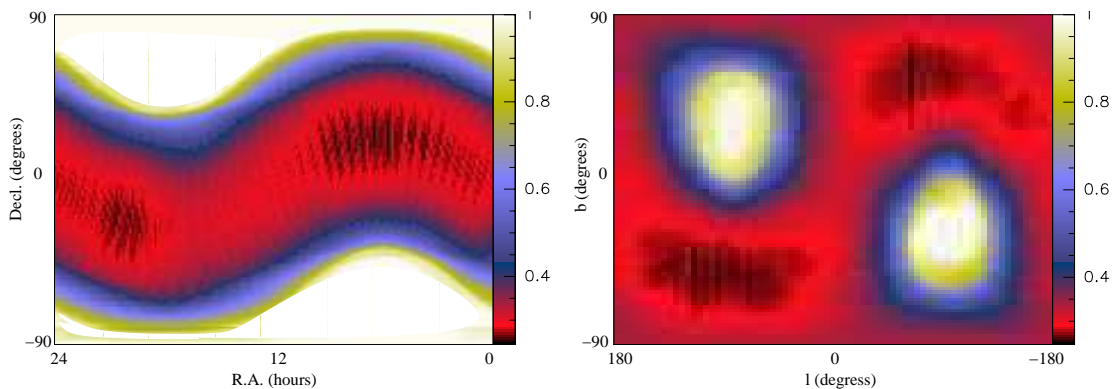


FIG. 2.13 – *Carte des visibilité intégrées sur tout le temps de la mission exprimées en pourcentage du temps total, dans le référentiel équatorial (gauche) et galactique (droite). On note que les pôles écliptiques sont toujours visibles et qu'aucune partie du ciel ne sera accessible moins de 25 % du temps de mission total.*

Besoin	Sensibilité à			Nombre de configurations	Nb de sources
	Pointage	Variabilité	Taille		
Req-1 (planètes)	forte	forte	forte	>1 par bande OL	Max.
Req-2 (raies étroites)	forte	faible (tests FSW)	faible	>1 par bande OL	~12
Req-3 (raies larges)	forte	forte (spectre étalon) faible (tests ldb)	faible	>1 par bande OL	~4
Req-4 (spectre riche)	forte	forte	faible	~1 tous les GHz	~4
Req-5 (compactes spec.)	forte	forte	forte	>1 par bande OL	~24
Req-6 (compactes cont.)	forte	forte (spectre étalon) faible (tests ldb)	forte	>1 par bande OL	~24
Req-7 (étendues)	forte	forte (carte étalon) faible (tests ldb)	forte	>1 par bande OL	~12
Req-8 (ciel froid)	faible	faible	N/A	N/A	Max.
Req-9 (polarisation)	forte	faible	forte	??	~12

TAB. 2.2 – *Analyse des points critiques selon les besoins considérés. Par configuration on entend réglage à une fréquence OL donnée. “ldb” signifie ligne de base. Les nombres de sources anticipés reflètent en réalité la fréquence avec laquelle un type de mesure serait effectué si chaque étalon était disponible un mois durant.*

Besoin	Objets du Système Solaire	Étoiles évoluées	Objets du MIS	Galaxies externes
Req-1 (planètes)	Oui	Non	Non	Non
Req-2 (raies étroites)	Non (comètes?)	Probablem ^t Non	Oui	Non
Req-3 (raies larges)	Non	Oui (mais peu)	Probablem ^t Non	Oui
Req-4 (spectre riche)	Oui (Mars)	Oui	Oui	Non
Req-5 (compactes spec.)	N/A	Oui	Oui (UCHII)	Oui (compacte)
Req-6 (compactes cont.)	N/A	Oui	Oui (UCHII)	Oui (compacte)
Req-7 (étendues)	Non	Non	Non	Non
Req-8 (ciel froid)	N/A	N/A	N/A	N/A
Req-9 (polar.)	??	?? (masers?)	?? (masers?)	??

TAB. 2.3 – *Analyse des candidats pressentis pour l’étalonnage en vol face aux besoins identifiés.*

(UCHII), etc), et (iv) galaxies externes. On note que ces catégories contiennent la majorité des sources que HIFI sera amené à observer. Nous donnons ici une description brève des ces types de sources en essayant de déterminer lesquelles d’entre elles répondent aux besoins énumérés précédemment.

- **Objets du Système Solaire : Mars** est très certainement la planète la plus adaptée aux besoins d’étalonnage absolu. Sa température de brillance est de l’ordre de 210 K, précise à 5 K, mais on sait que cette valeur change avec les saisons. Des modèles existent cependant (par exemple Forget *et al.* 1999). Mars possède de fortes raies d’émission de CO, d’eau, et de leurs isotopes, de largeur de l’ordre de 300 MHz mais connues pour varier dans le temps. Alors que **Jupiter** et **Saturne** ne sont pas adaptées à nos besoins à cause des nombreuses raies présentes dans leur spectre, **Uranus** représente une alternative à la planète rouge. Elle possède une température de brillance d’environ 75 K et 60 K à 475 et 1000 GHz respectivement. Son spectre contient quelques faibles raies de PH₃ (5 K) autour de 538 et 802 GHz (Moreno *et al.* 1998). **Neptune** quant à elle est également disqualifiée par ses trop nombreuses raies de CO et HCN, pouvant atteindre des contrastes de 10 à 20 K. Enfin, quelques astéroïdes seront sans doute visibles par Herschel. Leur utilisation nécessite

un modèle détaillé de leur illumination par le Soleil (Müller *et al.*), mais ils sont intrinsèquement moins variables que Mars. Cependant très peu d'entre eux proposeront des niveaux de flux suffisamment élevés pour le spectromètre HIFI.

- *Étoiles évoluées* : on inclut ici les étoiles en phase AGB (Branche Asymptotique des Géantes), post-AGB, PPNe et PNe (Nébuleuses Proto-Planétaires et Planétaires). En général, ces étoiles présentent une grande variété de conditions d'excitation. Des variations de température cinétique $T_k > 1000$ K à $T_k < 10$ K existent dans chaque objet. On sonde aussi bien des régions de photo-dissociation (PDRs), des régions de choc, ou des régions calmes. Leur spectre peut être très riche et possède dans la majorité des cas de nombreuses raies de CO, CS, HCN, SiO ou H₂O (par exemple Young 1995, Groenewegen *et al.* 1996, Bujarrabal *et al.* 2001). La variabilité ou non de ces raies est difficile à établir, de même que les variations de taille à courtes longueurs d'onde (par exemple Groenewegen *et al.* 1998 et références incluses). Les modèles tendent à prédire une taille inversement proportionnelle au nombre quantique J , mais presque toutes les AGB demeurent non-résolues par la plupart des télescopes submillimétriques, rendant difficile une étude approfondie. Certaines de ces étoiles sont probablement de bons candidats comme sources de pointage. On observe également quelques raies de l'eau par effet maser, ce qui peut être utile pour étalonner la polarisation.
- *Objets du milieu interstellaire (MIS)* : ce champ d'objets est assez vaste. On se limite ici aux sources potentiellement les plus intenses, à savoir les cœurs denses, les régions UCHII et les PDRs. Parmi eux, les cœurs denses sont ceux présentant les spectres les plus riches (par exemple Schilke *et al.* 2001). De nombreuses molécules organiques sont en effet formées dans le gaz dense chauffé (200 K) par la proto-étoile venant de se former. Le problème principal de ces sources est la sensibilité au pointage car les conditions physiques peuvent varier énormément sur des échelles assez faibles. Des sources plus compactes (régions UCHII) peuvent être associées à une émission continuum très intense et présenter plusieurs raies vues en absorption. Certaines raies de recombinaison sont également attendues dans leur spectre. Si elles sont assez brillantes, ces raies peuvent fournir d'excellents étalons car leurs rapports d'intensité sont prédictibles de manière relativement précise et la forme des profils est invariante en fréquence. Enfin, les PDRs proposent des structures étendues à forts gradients spatiaux.
- *Galaxies externes* : Les galaxies à sursauts d'étoile sont intéressantes sur bien des points de vue. Elles présentent en effet des profils de raies plus larges que la plupart des autres sources, et sont distribuées différemment sur le ciel car elles sont généralement situées hors du plan galactique. Leurs spectres possèdent des raies de CO, [C I], [C II], [N II], et probablement d'eau. Certaines d'entre elles ont une émission continuum et proposent d'étroits profils vus en absorption. La taille de ces sources varie de quelques secondes d'arc à plusieurs minutes d'arc, mais peut dépendre de la fréquence. Cependant, hormis pour les galaxies locales, la plupart de ces sources ne seront résolues que marginalement par le lobe de HIFI.

Le tableau 2.3 rassemble parmi les quatre catégories considérées les candidats les plus adéquats pour chacun des besoins précédemment énumérés.

Construction de la liste d'étalons

La préparation de listes d'étalons requiert à la fois un travail de recherche bibliogra-

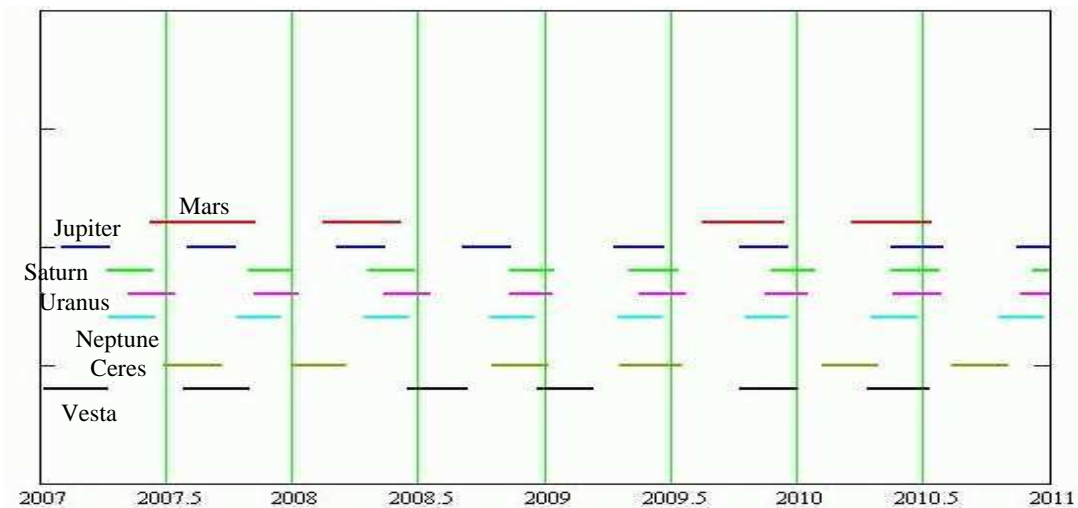


FIG. 2.14 – Distribution des périodes de visibilité des planète au cours de la mission depuis le point L2. D'après N.D. Whyborn.

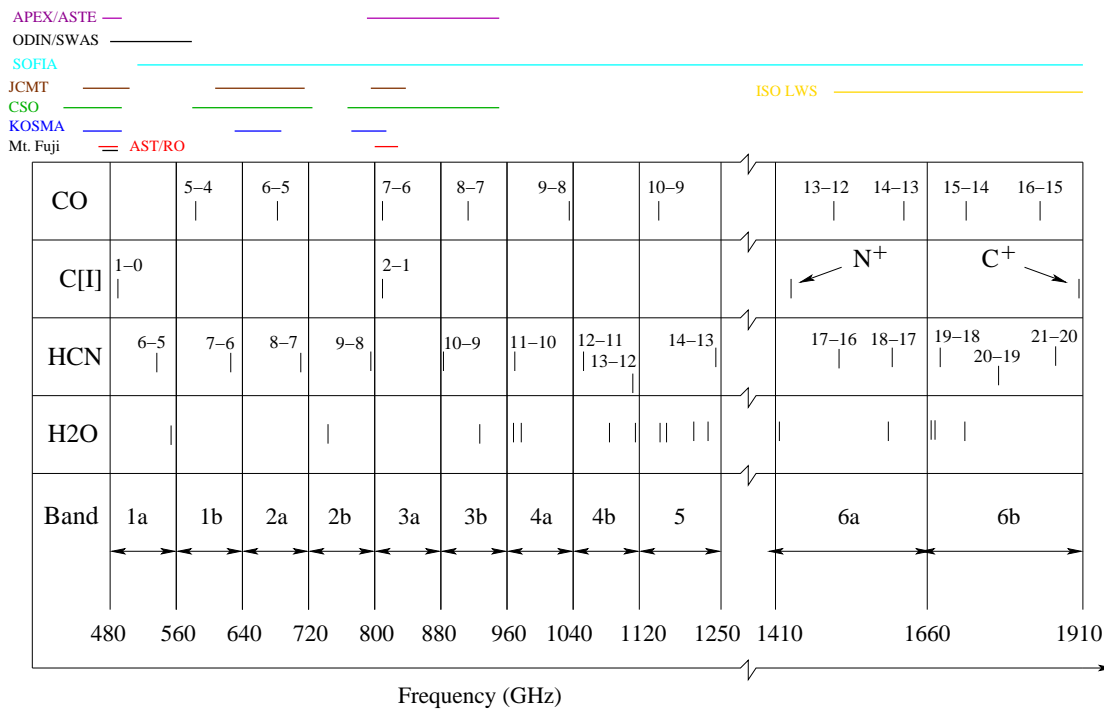


FIG. 2.15 – Principales raies et télescopes disponibles dans le domaine de fréquences de HIFI. La liste de raies de l'eau est seulement indicative et très incomplète.

phique et une approche exploratoire. D'un côté il est nécessaire de recenser le matériel existant afin de constituer un noyau de candidats principaux, d'un autre côté, cet inventaire doit être complété par des études préparatoires ainsi que des observations réalisées au préalable au sol. Dans un souci d'efficacité, ces travaux préparatoires doivent être conduits en étroite collaboration avec le groupe scientifique du HSO et être combinés autant que possible avec les besoins propres aux autres instruments.

Dans ce but nous avons réalisé une recherche exhaustive de la littérature existante aux longueurs d'onde submillimétriques sur les principaux candidats pressentis pour le rôle d'étalon, ainsi que dans diverses bases de données archivées par certains télescopes tels que le CSO ou le JCMT. Nous résumons ici les résultats de cette recherche (voir aussi les tableaux 2.4 et 2.5). La figure 2.15 rappelle également les principales raies attendues dans les bandes de HIFI, ainsi que les domaines de fréquences accessibles par les télescopes actuels.

Concernant les étalons photométriques, des observatoires tels que le 30-m de l'IRAM ou le JCMT ont dédié énormément de travail à la construction de listes d'étalons secondaires pour les observations bolométriques conduites dans le millimétrique et le submillimétrique. Ces données ont été collectées par MAMBO (Lisenfeld *et al.* 2000) à 1.3 mm, et UKT14 et SCUBA aux longueurs d'onde plus courtes (Sandell *et al.* 1994, 1999). A ce jour, il existe peu de résultats publiés sur les données obtenus à 350 μm par SHARC, la matrice de bolomètres du CSO. On note la mise en opération d'une caméra bolométrique à 1.2 mm récemment au SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope), donnant accès aux sources de déclinaison négative. La combinaison de ces listes conduit au jeu de données suivant (voir tableau 2.4) :

- 9 étoiles évoluées, 4 d'entre elles étant cartographiées à 850/450 μm , et 7 à 1.3 mm. L'étendue de ces sources est généralement disponible,
- 6 objets proto-stellaires, 2 d'entre eux étant cartographiés à 850/450 μm , et 4 à 1.3 mm,
- 11 régions UCHII, toutes cartographiées à 850/450 μm (par UKT14, mais données non publiées par Sandell), et 5 d'entre elles à 1.3 mm. La plupart de ces sources ont également été observées à 2 et 1.1 mm, 850, 800, 750, 450 et 350 μm .

Du côté des étalons spectroscopiques, de nombreuses mesures ont été collectées par le CSO, le JCMT, le HHT, le SEST, AST/RO, KOSMA et UKIRT au sol, le KAO sur avion et ISO-LWS (43-200 μm) dans l'espace. On notera également l'énorme base de données archivée par le JCMT contenant en particulier toutes les mesures d'étalonnage quotidiens (données non publiées) mais s'avérant souvent difficile à étalonner avec précision en intensité. Certaines de ces données sont redondantes mais les résultats sont parfois incompatibles d'un télescope à l'autre. La synthèse de ces données conduit à (voir tableau 2.5) :

- des observations d'une trentaine d'étoiles évoluées sont disponibles dans des raies de CO allant de $J = 3 - 2$ à $J = 7 - 6$ au sol, et jusqu'à $J = 17 - 16$ dans l'espace, ainsi que des raies du carbone atomique, HCN ou CS. On mentionne par exemple les catalogues publiés par Loup *et al.* (1993, CO($J = 1 - 0$) et ($2 - 1$)), Young (1995, CO($J = 3 - 2$) et ($4 - 3$)) et Knapp *et al.* (2000, [C_I] et CO($J = 4 - 3$)).
- une dizaine de galaxies externes a été observée dans des raies de CO (jusqu'à $J = 7 - 6$, par exemple Dumke *et al.* 2001), HCN et [C_I].
- concernant les objets du MIS, on sait déjà que de nombreuses sources ont été observées à ces fréquences (CSO, JCMT, relevés grand champ obtenus avec le télescope du Mont Fuji). Aucune liste n'est cependant donnée ici.

A cette liste d'ajoutent les quelques relevés spectraux disponibles à ce jour. Les sources recensées dans ce cadre (voir tableau 2.8) correspondent en général aux principales cibles visées par les programmes clef du HSO dédiés aux relevés spectraux complets (Barlow *et al.* 2001). Elles correspondent à 6 étoiles évoluées et 6 objets du MIS, sondés pour certains jusqu'à 900 GHz. On mentionne enfin un besoin non énuméré dans les rubriques ci-dessus, concernant les sources de pointage. Même si beaucoup d'entre elles correspondront aux étalons cités dans les paragraphes précédents, on note un récent papier d'Adraou *et al.* (2001) proposant une liste de sources de pointage disponibles dans l'hémisphère sud (quasars et objets BL Lacertae).

Programme de préparation au sol

En dépit de ces quelques données à hauts J , la plupart des observations disponibles à ce jour se limitent aux premières transitions de CO. Leur analyse ne suffit en général pas à décider de l'adaptation ou non d'une source pour les besoins d'étalonnage. De plus, un très grand domaine de fréquences ne restera accessible que depuis l'espace et les transitions submillimétriques observables depuis le sol représentent une information fondamentale pour la prédiction des intensités de raies dans le domaine THz (Schöier *et al.* 2001). On a vu (section 2.1.4) que la connaissance du couplage à la source était un point critique pour la précision de l'étalonnage. Idéalement, chaque étalon devrait être observé avec un télescope de lobe totalement identique à celui de HIFI. On sait cependant que des techniques permettent de rapporter ces mesures à un lobe donné moyennant une information sur la taille des sources (section 2.1.5). Cette information manque encore pour de nombreuses sources et transitions submillimétriques. Enfin, on remarquera que quasiment aucun étalon secondaire n'est recensé dans le ciel de l'hémisphère sud (à part peut-être IRAS15194-5115, Nyman *et al.* 1993).

Pour pallier ce manque d'information à haute fréquence, des observations préalables au sol sont nécessaires. Ces programmes visent à exploiter au maximum les intérêts communs aux trois instruments et se proposent de fournir bon nombre d'éléments permettant une sélection des étalons à utiliser en vol. Il est cependant anticipé que le simple prétexte du travail préparatoire à l'étalonnage du HSO ne suffise pas à convaincre les comités de sélection, déjà confrontés à une pression énorme sur les rares télescopes submillimétriques. Ces programmes explorateurs doivent donc proposer un retour scientifique immédiat. Ils viendront en effet à la fois se joindre à l'effort de préparation des programmes scientifiques du HSO, mais aussi commencer à compléter les bases de données requises pour d'autres grands projets submillimétriques tels que SOFIA et ALMA.

Dans le contexte actuel, il a été décidé par le comité scientifique du HSO que ce programme préparatoire se ferait sous la direction d'un groupe d'étalonnage commun aux trois instruments. Ce groupe doit se réunir pour la première fois pendant l'été 2002 et, dans l'attente de cette perspective, nous avons initié un programme d'observation pionnier propre à HIFI et focalisé sur la cartographie d'étoiles évoluées dans la raie de CO($J = 6 - 5$).

Observations préparatoires au CSO

Afin d'ouvrir la voie vers un programme de préparation au sol de l'étalonnage sur le long-terme, nous nous sommes proposés de conduire un relevé de la raie de CO($J = 6 - 5$) dans une population d'étoiles évoluées pressenties pour l'étalonnage en vol. Nous présentons ici les principaux résultats de ces deux campagnes d'observation ainsi que

Source	Coord. (Eq. 2000)	Longueur d'onde et largeur à mi-hauteur des lobes						
		2 mm (34'')	1.3 mm (11'')	850 μ m (14'')	800 μ m (13.5'')	750 μ m (13'')	450 μ m (8'')	350 μ m (6'')
étoiles évoluées (flux en Jy/beam)								
CRL618	04:45:53.8	1.7 \pm 0.1	2.3 \pm 0.1	4.7 \pm 0.3	4.3 \pm 0.2	4.2 \pm 0.1	13 \pm 2	25 \pm 2
	36:06:52.0	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
α Ori	05:56:10.3	-	0.3 \pm 0.1	-	-	-	\sim 4	-
	07:24:25.4		(2)				(1)	
VY CMa	07:22:58.3	0.4 \pm 0.1	0.7 \pm 0.1	2.2 \pm 0.1	2.2 \pm 0.1	2.1 \pm 0.2	9.7 \pm 0.3	19 \pm 6
	-25:40:12.5	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
OH231.8+4.2	07:42:16.8	0.2 \pm 0.1	0.8 \pm 0.1	2.2 \pm 0.1	2.6 \pm 0.2	3.0 \pm 0.2	13 \pm 2	20 \pm 5
	-14:42:52.0	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
IRC10216	09:47:57.3	1.0 \pm 0.1	2.3 \pm 0.1	6.2 \pm 0.2	5.9 \pm 0.4	-	13 \pm 2	30 \pm 2
	13:16:44.0	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
MWC349	20:32:45.6	-	1.6 \pm 0.1	-	-	-	-	-
	40:39:37.0		(2)					
CRL2688	21:02:18.8	0.7 \pm 0.1	2.1 \pm 0.1	5.6 \pm 0.1	6.5 \pm 0.2	7.0 \pm 0.6	24 \pm 3	46 \pm 5
	36:41:38.0	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
NGC7027	21:07:01.7	4.4 \pm 0.1	3.8 \pm 0.1	-	4.8 \pm 0.5	-	7.1 \pm 0.6	13 \pm 1
	17:11:35.0	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
Objets du milieu interstellaire (flux en Jy/beam)								
W3(OH)	02:27:04.1	5.5 \pm 0.3	6.7 \pm 0.4	26 \pm 0.5	31 \pm 0.3	40 \pm 0.9	222 \pm 16	498 \pm 64
	61:52:22.0	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
GL490	03:27:38.8	1.0 \pm 0.1	1.8 \pm 0.2	6.0 \pm 0.1	6.7 \pm 0.3	8.2 \pm 0.1	38 \pm 5	45 \pm 5
	58:47:00.7	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
L1551-IRS5	04:31:34.1	0.7 \pm 0.2	1.5 \pm 0.2	-	6.2 \pm 0.3	8.2 \pm 0.5	41 \pm 4	95 \pm 5
	18:08:05.1	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
HL Tau	04:31:38.4	-	1.0 \pm 0.1	-	-	-	-	-
	18:13:57.9	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
G343.0	16:54:43.8	2.0 \pm 0.3	6.2 \pm 0.2	20 \pm 1.3	27 \pm 0.4	37 \pm 1.6	215 \pm 5	419 \pm 19
	-42:47:32.4	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
NGC6334I	17:20:55.0	8.8 \pm 0.5	22 \pm 1	65 \pm 2	81 \pm 3	109 \pm 2	600 \pm 40	1263 \pm 139
	-35:47:30.0	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
G5.89	17:57:26.8	9.5 \pm 0.3	14 \pm 0.6	33 \pm 2	36 \pm 1.3	45 \pm 0.1	259 \pm 18	571 \pm 34
	-24:03:56.0	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
G10.62	18:07:30.7	7.1 \pm 0.2	13 \pm 0.6	37 \pm 1	44 \pm 4	-	356 \pm 20	788 \pm 82
	-19:56:29.1	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
G34.3	18:53:18.5	13 \pm 1	21 \pm 1	63 \pm 11	74 \pm 3	103 \pm 6	511 \pm 28	1125 \pm 80
	01:14:58.2	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
G45.1	19:13:22.0	1.8 \pm 0.2	2.6 \pm 0.2	-	10 \pm 1	13 \pm 1	78 \pm 4	187 \pm 11
	10:50:53.4	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
K3-50A	20:01:45.6	6.5 \pm 0.2	6.3 \pm 0.2	16 \pm 1	18 \pm 1	22 \pm 2	110 \pm 13	241 \pm 16
	33:32:43.5	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
ON-1	20:08:09.9	1.6 \pm 0.2	3.6 \pm 0.1	11 \pm 1	15.4 \pm 1	-	143 \pm 1	271 \pm 4
	31:22:42.3	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
W75N	20:28:35.9	2.9 \pm 0.2	8.5 \pm 0.3	27 \pm 2	33 \pm 2	45 \pm 2	283 \pm 30	672 \pm 60
	42:37:22.0	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
LkH α 234	21:43:06.7	-	1.0 \pm 0.1	-	-	-	-	-
	66:06:54.6	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
NGC7538	23:13:46.3	4.9 \pm 0.2	5.7 \pm 0.5	19 \pm 0.5	22 \pm 1	28 \pm 1	157 \pm 11	301 \pm 43
	61:28:10.6	(1)	(2)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)

TAB. 2.4 – *Compilation des principales observations d'étalons photométriques. Références: (1): Sandell et al. 1994 et 1999, (2): Lisenfeld et al. 2000*

Source	Coord. (Eq. 2000)	Raie	Télescope	V_{lsr} (km/s)	Δv (km/s)	T_{mb} (K) ou F ($W\text{ cm}^{-2}$)	I_{mb} ($K\cdot\text{km/s}$)	Réf.
O-Ceti	02:19:20.8	CO(3-2)	CSO	46.5	4.8	12 ± 0.2	75	(1)
	-02:58:39.5	CO(4-3)	CSO	46.4	4.7	10 ± 0.2	67.9	(1)
		CO(6-5)	CSO	100	50	5.0 ± 1.5	26	(2)
IK Tau	03:53:28.6	CO(3-2)	JCMT	31	40	4.8 ± 0.4	87	(3)
	11:24:20.0	CO(4-3)	JCMT	31	30	1.0 ± 0.6	13	(3)
CRL618	04:45:53.8	CO(3-2)	CSO	-22	19	5.4 ± 0.4	-	(4)
	36:06:52.0	CO(4-3)	JCMT	???	??	$4.0\pm ?$??	(3)
		CO(6-5)	CSO	-25	25	2.4 ± 0.4	67	(2)
		CO(13-12)	KAO	-	-	$2.9\ 10^{-19}$	-	(14)
		CO(17-16)	KAO	-	-	$6.0\ 10^{-19}$	-	(14)
	[C _I](1-0)	CSO	-22	40	0.8 ± 0.1	17.8	(15)	
TX-Cam	05:00:50.4	CO(3-2)	JCMT	10	40	5.6 ± 0.3	103	(3)
	56:10:53.0							
α Ori	05:56:10.3	CO(3-2)	JCMT	5	30	1.7 ± 0.2	31	(3)
	07:24:25.4	CO(4-3)	JCMT	5	30	2.5 ± 0.7	30	(3)
		[C _I](1-0)	CSO	5	40	0.3 ± 0.05	-	(26)
CRL865	06:04:00.0	CO(3-2)	JCMT	42	35	1.2 ± 0.1	12	(3)
	07:26:18.0	CO(4-3)	JCMT	42	30	1.0 ± 0.6	9	(3)
HD56126	07:16:10.3	CO(3-2)	JCMT	75	20	2.0 ± 0.6	27	(3)
	09:59:48.0	CO(4-3)	CSO	72.9	10.3	2.6 ± 0.1	36.1	(5)
		[C _I](1-0)	CSO	74.1	12.7	0.17 ± 0.05	2.82	(5)
OH231.8+4.2	07:42:16.8	CO(3-2)	JCMT	35	150	3.8 ± 0.1	169	(3)
	-14:42:52.0	CO(4-3)	CSO	35.4	29.1	2.9 ± 0.1	163.5	(5)
R-Leo	09:47:33.5	CO(3-2)	CSO	-0.4	7.4	3.7 ± 0.02	37	(1)
	11:25:43.6	CO(4-3)	CSO	-0.4	7.4	2.8 ± 0.04	28.1	(1)
		CO(6-5)	CSO	100	50	3.4 ± 0.7	40.3	(2)
IRC+10216	09:47:57.3	CO(3-2)	CSO	-26	30	32.5 ± 0.5	681	(20)
	13:16:44.0	CO(3-2)	JCMT	-26	30	32 ± 1.5	628	(19)
		¹³ CO(3-2)	CSO	-26	30	3.9 ± 0.2	89	(20)
		¹³ CO(3-2)	JCMT	-25	30	4.0 ± 0.3	-	(23)
		CO(4-3)	CSO	-25	15	20.1 ± 0.6	433.3	(5)
		CO(4-3)	JCMT	-26	22	40 ± 2	?	(19)
		CO(6-5)	JCMT	-26	30	40 ± 3	?	(7)
		CO(6-5)	CSO	-26	30	50 ± 4	-	(7)
		¹³ CO(6-5)	CSO	-26	30	9 ± 0.5	-	(7)
		¹³ CO(6-5)	JCMT	-26	30	6.0 ± 0.5	-	(23)
		CO(7-6)	HHT	-25	-	34	-	(11)
		¹³ CO(8-7)	CSO	-	-	~ 1	-	(17)
		CO(9-8)	KAO	-25	~ 15	1.0 ± 0.5	-	(21)
		CO(12-11)	KAO	-25	~ 20	1.2 ± 0.5	-	(21)
		CO(14-13)	ISO-LWS	-	-	$6.0\ 10^{-19}$	-	(22)
		CO(15-14)	ISO-LWS	-	-	$5.2\ 10^{-19}$	-	(22)
		CO(16-15)	ISO-LWS	-	-	$5.0\ 10^{-19}$	-	(22)
		[C _I](1-0) ^c	CSO	-40	5	0.4 ± 0.05	-	(24)
				-15	5	0.35 ± 0.05	3.2	(24)
		CS(7-6)	CSO	-25	30	5.7 ± 0.6	119	(20)
		CS(7-6)	JCMT	-25	28	10.5 ± 1	209	(19)
		HCN(4-3)	CSO	-25	30	28.9 ± 0.7	534	(20)
		HCN(4-3)	JCMT	-25	30	52 ± 1.5	1349	(19)
		HCN(18-17)	ISO-LWS	-	-	$0.3\ 10^{-19}$	-	(22)
		HCN(19-18)	ISO-LWS	-	-	$3.9\ 10^{-19}$	-	(22)
		HCN(20-19)	ISO-LWS	-	-	$3.4\ 10^{-19}$	-	(22)
		CIT6	10:16:02.0	CO(3-2)	JCMT	-2.2	19.3	6.6 ± 0.2
30:34:19.0	CO(3-2)		CSO	0	40	4.6 ± 0.3	82.6	(2)
	CO(4-3)		CSO	0	40	4.5 ± 0.7	52.4	(2)
	CO(6-5)		CSO	0	40	7.0 ± 0.9	91.4	(2)
	CO(7-6)		UH 2.28-m	-	-	< 1.5	-	(25)
	CO(14-13)		ISO-LWS	-	-	$0.3\ 10^{-19}$	-	(16)
	CO(15-14)		ISO-LWS	-	-	$0.4\ 10^{-19}$	-	(16)
CO(16-15)	ISO-LWS	-	-	$0.4\ 10^{-19}$	-	(16)		

TAB. 2.5 – *Compilation des principales observations d'étoiles évoluées dans le submillimétrique.*

^c On donne ici deux composantes correspondant aux vitesses d'expansion de l'enveloppe. La vitesse du système est de 26.3 km/s, avec une vitesse d'outflow de 15.1 km/s.

V-Hya	10:51:37.3	CO(3-2)	JCMT	-15	25	4.0±0.8	118	(3)		
	-21:15:00.3	CO(4-3)	CSO	-16.5	22	5.4±0.1	127.3	(5)		
Y-Cvn	12:45:07.8 45:26:24.9	CO(6-5)	CSO	-20	30	1.7±0.7	59	(2)		
		[C I](1-0)	CSO	-16.4	16.4	0.11±0.04	-	(5)		
		CO(3-2)	JCMT	20	20	1.9±0.05	13	(3)		
R-Hya	13:29:42.8 -23:16:52.8	CO(4-3)	CSO	21.7	9.5	1.8±0.1	17.3	(5)		
		CO(6-5)	CSO	100	50	0.8±0.5	19.3	(2)		
		CO(3-2)	CSO	-10.1	10.5	2.5±0.06	37	(1)		
W-Hya	13:49:02.0 -28:22:03.5	CO(4-3)	CSO	-10	8.2	4.6±0.1	46.1	(1)		
		CO(6-5)	CSO	-10	10	5.5±0.4	26.7	(2)		
		CO(3-2)	CSO	39.9	8	2.1±0.07	29	(1)		
RX-Boo	14:24:11.6 25:42:13.4	CO(4-3)	CSO	41	8.4	3.1±0.1	40.3	(1)		
		CO(3-2)	CSO	1.5	9.6	1.7±0.2	23.9	(10)		
		CO(4-3)	JCMT	1.5	17	2.5±0.5	32	(3)		
IRAS15194-5115	15:23:05.0 -51:25:59.0	CO(6-5)	CSO	0	20	2.5±0.6	39.4	(2)		
		CO(3-2)	JCMT	-15	17	2.5±0.5	32	(3)		
		CO(3-2)	SEST	-15	50	4.0±0.3	-	(16)		
X-Her	16:02:39.2 47:14:25.3	CO(3-2)	JCMT	-73	20	3.6±0.3	23	(3)		
		CO(4-3)	CSO	-73.1	7.5	2.5±0.1	21.7	(5)		
		CO(6-5)	CSO	72	10	1.8±0.6	6.9	(2)		
AFGL2232	18:41:54.8 17:41:08.0	CO(3-2)	JCMT	0	35	3.0±0.9	39	(3)		
		CO(6-5)	CSO	-	-	< 0.27	-	(2)		
R-Aql	19:06:22.3 08:13:48.0	CO(3-2)	CSO	46	9.5	3.5±0.06	45	(1)		
		CO(4-3)	CSO	47.1	9.2	3.1±0.1	36.9	(1)		
AFGL2343	19:11:24.9 00:02:19.0	CO(3-2)	JCMT	95	70	1.6±0.3	53	(3)		
		CO(4-3)	CSO	99.7	36.3	1.8±0.1	94.1	(5)		
		CO(6-5)	CSO	-	-	< 0.32	-	(2)		
IRC+10420	19:26:48.1 11:21:17.0	CO(3-2)	JCMT	80	80	2.0±0.2	118	(3)		
		CO(4-3)	JCMT	80	80	4.0±0.6	225	(3)		
		CO(6-5)	CSO	75	70	1.3±0.5	35	(2)		
M1-92	19:36:12.0 29:33:00.0	CO(6-5)	CSO	-	-	< 0.19	-	(2)		
		CO(3-2)	CSO	7.8	9.9	4.7±0.1	63	(1)		
χ Cyg	19:50:33.9 32:54:33.9	CO(4-3)	CSO	9.9	9.0	4.0±0.07	52.7	(1)		
		CO(6-5)	CSO	10	20	1.5±0.4	28.3	(2)		
		CO(3-2)	JCMT	20	30	4.5±0.3	62	(3)		
V Cyg	20:41:18.3 48:08:28.8	CO(4-3)	JCMT	20	30	5.0±1.7	49	(3)		
		CO(6-5)	CSO	15	20	1.7±0.8	21	(2)		
		CO(3-2)	CSO	-33	25	10.8±0.02	-	(6)		
CRL2688	21:02:18.8 36:41:38.0	CO(3-2)	JCMT	-35	22	16 ± 0.3	-	(12)		
		¹³ CO(3-2)	CSO	-33	30	1.8±0.03	-	(6)		
		¹³ CO(3-2)	JCMT	-35	28	4.8±0.3	-	(12)		
		C ¹⁷ O(3-2)	JCMT	-35	~25	0.6±0.2	-	(12)		
		CO(4-3)	CSO	-33	30	9.1±0.4	-	(6)		
		CO(6-5)	CSO	-45	70	11.0±1.3	193	(2)		
		CO(13-12)	KAO	-	-	5.4 10 ⁻¹⁹	-	(14)		
		CO(17-16)	KAO	-	-	7.7 10 ⁻¹⁹	-	(14)		
		CO(14-13)	ISO-LWS	-	-	3.8 10 ⁻¹⁹	-	(13)		
		CO(15-14)	ISO-LWS	-	-	3.6 10 ⁻¹⁹	-	(13)		
		CO(16-15)	ISO-LWS	-	-	4.0 10 ⁻¹⁹	-	(13)		
		[C I](1-0)	CSO	-33	40	0.3±0.05	5.1	(15)		
		CS(7-6)	JCMT	-35	25	3.0±0.3	-	(12)		
		HCN(4-3)	CSO	-33	25	9.5±0.05	-	(6)		
		HCN(4-3)	JCMT	-33	25	13 ± 0.5	-	(12)		
		H ¹³ CN(4-3)	JCMT	-33	25	5.8±0.3	-	(12)		
		HCN(18-17)	ISO-LWS	-	-	0.5 10 ⁻¹⁹	-	(13)		
		HCN(19-18)	ISO-LWS	-	-	0.6 10 ⁻¹⁹	-	(13)		
		NGC7027	21:07:01.7 17:11:35.0	CO(3-2)	JCMT	25	28	14±0.2	-	(8)
				¹³ CO(3-2)	JCMT	25	26	0.8±0.3	-	(8)
CO(4-3)	JCMT			???	??	16 ± ???	??	(3)		
CO(6-5)	CSO			0	50	10.0±0.4	147	(2)		
CO(7-6)	CSO			25	50	18 ± 1	-	(17)		
CO(14-13)	ISO-LWS			-	-	2.3 10 ⁻¹⁹	-	(18)		
CO(15-14)	ISO-LWS			-	-	2.1 10 ⁻¹⁹	-	(18)		
CO(16-15)	ISO-LWS			-	-	1.8 10 ⁻¹⁹	-	(18)		
CO(17-16)	KAO			-	-	2.2 10 ⁻¹⁹	-	(14)		
[C I](2-1)	CSO			25	30	~1	-	(17)		
[C II]	ISO-LWS			-	-	3.6 10 ⁻¹⁹	-	(18)		

TAB. 2.6 – *Compilation des principales observations d'étoiles évoluées dans le submillimétrique (suite).*

CRL3068	23:19:12.4	CO(3 – 2)	JCMT	-30.7	16.4	5.3±0.1	94.3	(9)
	11:21:17.0	CO(4 – 3)	JCMT	-30	30	4.5±0.5	38	(3)
		CO(6 – 5)	CSO	-31	25	1.3±.8	13.6	(2)
IRC+40540	23:34:28.0	CO(3 – 2)	JCMT	-17	35	3.6±0.2	40	(3)
	43:33:02.0	CO(4 – 3)	JCMT	-17	35	4.4±0.4	39	(3)
		CO(6 – 5)	CSO	-15	30	2.5±0.3	25	(2)
R-Cas	23:58:24.9	CO(3 – 2)	CSO	23.7	12.1	4.7±0.04	87	(1)
	51:23:19.7	CO(4 – 3)	CSO	25.6	13.3	6.0±0.3	102.4	(1)
		CO(6 – 5)	CSO	27	20	1.3±0.3	24.6	(2)

TAB. 2.7 – *Compilation des principales observations d'étoiles évoluées dans le submillimétrique (suite). Références: (1): Young 1995, (2): Teyssier et al. 2002, (3): Archive JCMT, (4): Gammie et al. 1989, (5): Knapp et al. 2000, (6): Young et al. 1992, (7): Crossas & Menten 1997, (8): Jaminet et al. 1991, (9): Groenewegen et al. 1996, (10): Knapp et al. 1998, (11): Blundell et al. 1998, (12): Jaminet et al. 1992, (13): Cox et al. 1996, (14): Justtanont et al. 1997, (15): Young et al. 1997, (16): Ryde et al. 1999, (17): CSO webpages, (18): Liu et al. 1996, (19): Williams & White 1992, (20): Wang et al. 1994, (21): Skinner et al. 1995, (22): Cernicharo et al. 1996, (23): Groenewegen et al. 1998, (24): Keene et al. 1993, (25): Wattenbach et al. 1993, (26): Huggins et al. 1994,*

Source	Domaines de fréquence	Références
CRL2688	1550-7000 GHz (43-194 μ m Fenêtre submillimétrique à venir	Cox et al. 1996 Cernicharo, comm. privée
NGC7027	1550-7000 GHz (43-194 μ m	Liu et al. 1996
CRL618	Relevé complet à 1, 2 et 3 mm Fenêtre submillimétrique à venir	Goicoechea et al. 2001a Cernicharo, comm. privée
IRC10216	129-172.5 GHz 330-358 GHz 1550-7000 GHz (43-194 μ m Fenêtre submillimétrique à venir	Cernicharo et al. 2000 Grosbeck et al. 1994 Cernicharo et al. 1996 Cernicharo, comm. privée
CIT6	Ensemble de raies entre 18 et 150 GHz	Henkel et al. 1985
G34.3+0.15	85-116 GHz, 124-155 GHz 330-360 GHz	Kim et al. 2000 Mc Donald et al. 1996
IRAS15194-5115	Relevés partiels à 1.3 et 3 mm	Nyman et al. 1993
IRAS16293-2422	Ensemble de raies entre 200 et 400 GHz Ensemble de raies entre 230 et 345 GHz	Blake et al. 1994 van Dishoek et al. 1995
SgrB2	70-150 GHz 30-50 GHz, 19-116 GHz 218-264 GHz 330-350 GHz	Cummins et al. 1986 Ohishi et al. 2002 Nummelin et al. 1998 Sutton et al. 1991
Orion-KL	1550-7000 GHz (43-194 μ m 70-115 GHz 208-262 GHz (OMC-1) 325-360 GHz 607-725 GHz 780-900 GHz	Goicoechea et al. 2001b Turner et al. 1989 Sutton et al. 1985, Blake et al. 1986 Schilke et al. 1997 Schilke et al. 2001 Comito et al. 2002a
NGC1333-IRAS4	1550-7000 GHz (43-194 μ m Ensemble de raies entre 200 et 400 GHz	Maret et al. 2001 Blake et al. 1995
W3(IRS4,IRS5,H ₂ O)	334-365 GHz	Helmich et al. 1997

TAB. 2.8 – *Compilation des principaux relevés spectraux dans le millimétrique et le submillimétrique.*

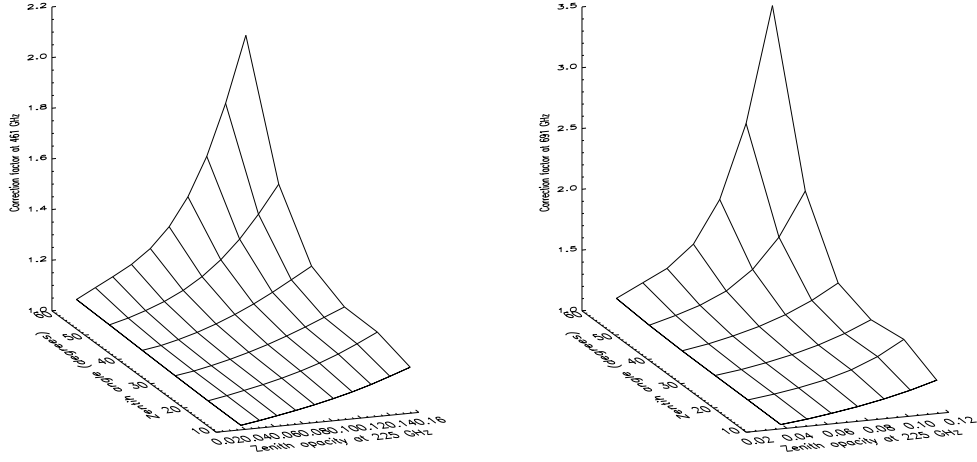


FIG. 2.16 – *Facteur de correction de la température T_A^* à 461 et 691 GHz pour divers angles au zénith et opacités au zénith à 225 GHz. Résultats obtenus à l'aide du programme ATM dans les conditions du site du CSO.*

l'utilisation de telles données pour HIFI.

Une attention toute particulière a été portée sur l'étalonnage de ces données. L'étalonnage des observations au CSO suit un schéma communément utilisé sur les télescopes au sol, et proche de celui actuellement prévu pour HIFI (Phillips 1995). Il applique la technique de la *chopper wheel* dans sa définition originale, à savoir, en supposant une température similaire pour la cabine, la charge chaude, et l'atmosphère environnante. Dans le cas où la température de la cabine diffère légèrement de celle de l'atmosphère, cette approximation peut entraîner une sous-estimation plus ou moins importante de la température T_A^* déduite. Considérons à nouveau l'équation 2.45. Dans le cas du CSO, le facteur d'étalonnage est réduit à :

$$\begin{aligned} T_{\text{cal}} &= [J_{s,\text{hot}} - J_{s,\text{bg}}] + \mathcal{R}_G [J_{i,\text{hot}} - J_{i,\text{bg}}] \exp((\tau_s - \tau_i) A) \\ &\simeq 2 T_{\text{hot}} \end{aligned} \quad (2.53)$$

Si l'on prend désormais en compte la différence de température mentionnée ci-dessus, le rapport entre la température corrigée et la température initiale est donné (en simple bande par souci de simplification) par :

$$\frac{T_{A,\text{corr}}^*}{T_A^*} - 1 \propto \frac{J_{\text{hot}} - J_{\text{ATM}}}{J_{\text{ATM}}} \times [1 + \exp(\tau_z A)] \quad (2.54)$$

On voit que cette correction est d'autant plus importante aux hautes fréquences (car on s'éloigne du domaine Rayleigh-Jeans), aux basses élévations, et aux fortes opacités. Afin d'étalonner nos données selon ces considérations, nous avons utilisé un programme disponible au CSO et incluant les derniers raffinements du modèle d'atmosphère ATM (Cernicharo 1985, Pardo 1996). La figure 2.16 illustre le comportement de ce facteur sur un domaine d'élévations et d'opacités représentatif.

La seconde correction à apporter concerne le gain d'antenne en élévation. Au CSO, aucune correction de ce type n'est effectuée par défaut. De plus, les ajustements éventuels du

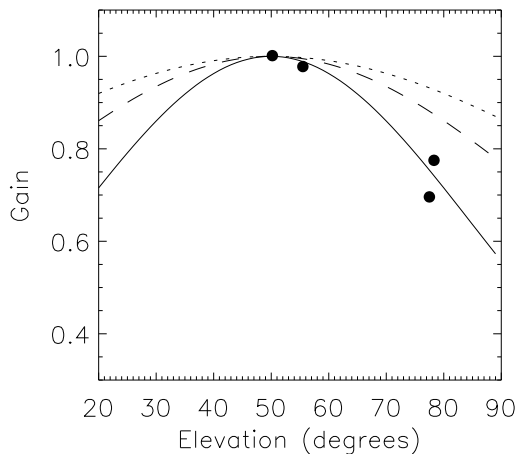


FIG. 2.17 – Courbe de gain en élévation déduite d’observations à 691 GHz (trait et rond pleins), et ajustée à 461 GHz (traits hachés) et 345 GHz (pointillés) selon l’Éq. 2.16. Les barres d’erreurs n’apparaissent pas car elles sont inférieures à la taille du symbole.

réflecteur primaire font que cette dépendance peut changer selon la période à laquelle sont réalisées les observations. Afin d’estimer cette courbe de gain, nous avons utilisé des observations de l’étoile évoluée IRC+10216 à diverses élévations dans la raie de CO($J = 6 - 5$). Même si le bruit est *a priori* plus élevé à cette fréquence, on s’attend cependant à des variations plus importantes selon l’élévation et donc à mieux contraindre la courbe recherchée. Cette source n’est *a priori* pas idéale pour ce type de mesure car elle n’est pas ponctuelle et ne rend donc pas parfaitement compte d’une dépendance du rendement dans l’axe avec l’élévation. Cependant, Greve *et al.* (1998) montrent que la différence par rapport à une source parfaitement ponctuelle est inférieure à 5% si la taille de la source utilisée θ_S vérifie $\theta_S \leq 2\theta_{mb}$. Dans notre cas, la taille déconvoluée à partir des coupes montrées en figure B.6 et supposant une distribution gaussienne de la température de brillance indiquent $\theta_S \sim 17''$ pour un lobe principal de $10.5''$ en CO(6 – 5), nous autorisant de fait à ignorer les effets de taille.

Chacune de ces observations a été corrigée selon l’équation 2.54, puis une courbe de dépendance en élévation a été ajustée afin de satisfaire au modèle donné par les équations 2.19 et 2.20. *A priori*, le comportement de ce gain est entièrement déterminé à toutes les longueurs d’onde par e_{opt} , $\sigma(0)$ et $\sigma(90)$. La figure 2.17 illustre le résultat de cet ajustement, ainsi que les courbes de rendement attendues à 461 et 345 GHz. L’élévation optimale semble se trouver autour de 50 degrés, ce qui compense en quelque sorte le manque de points de mesure aux élévations inférieures. Ce fait entraîne cependant une dépendance *a priori* symétrique de part et d’autre de 50 degrés et des fluctuations $\sigma(0)$ et $\sigma(90)$ induites par la gravité similaires de l’ordre de $43 \mu m$. On notera toutefois que la théorie associée à ce formalisme indique qu’une optimisation du paraboloïde à une élévation de 50 degrés est cohérente avec des fluctuations à l’horizon et au zénith similaires (von Hörner & Wong 1975). Ces valeurs sont en accord avec les prédictions théoriques déduites des paramètres de construction de l’antenne (Woody, communication privée). Nous avons donc systématiquement corrigé nos données selon cet ajustement à la fréquence concernée.

Enfin, nous avons mesuré les diverses efficacités entrant dans le schéma final d’étalonnage. L’efficacité vers l’avant du télescope a été déterminée à l’aide de skydips, et les rendements dans l’axe et dans le lobe principale par des observations effectuées sur Mars et Jupiter. Le tableau 2.9 résume ces valeurs. On remarque en particulier des efficacités inférieures à 461 GHz, probablement dues à un alignement non optimal des optiques de

Fréquence (GHz)	Raie	θ_{mb} ($''$)	η_{ℓ}	η_A	η_{mb}	η_{b}
345.796	CO($J = 3 - 2$)	20.6	–	–	–	0.65
461.041	CO($J = 4 - 3$)	15.5	–	–	–	0.45
691.472 ^A	CO($J = 6 - 5$)	10.3	0.75	0.37	0.44	0.59
691.472 ^B	idem	idem	idem	0.32	0.38	0.51

TAB. 2.9 – *Résumé des principaux paramètres d’antenne utilisés pour l’étalonnage des données CSO. Les efficacités à 691 GHz sont données pour deux périodes (A : observation de Mars, septembre 2001, B : observations de Jupiter, février 2002). On rappelle que η_{ℓ} , η_A et η_{mb} sont respectivement l’efficacité de couplage vers l’avant du télescope, le rendement dans l’axe de l’antenne, l’efficacité de couplage dans le lobe principal, et que $\eta_{\text{b}} = \eta_{\text{mb}}/\eta_{\ell}$ (cf 2.1.4).*

couplage en amont du secondaire (Yoshida, communication privée). Afin d’appliquer l’efficacité de couplage la plus adéquat, nous devons avoir une idée de l’étendue de la source par rapport au lobe principal considéré. Ici, nous avons déconvolué du lobe principal les coupes obtenues en faisant l’hypothèse d’une distribution gaussienne de température de brillance. Cette hypothèse ne nous sert qu’à estimer grossièrement si on a à faire à une source ponctuelle ou non, mais n’est pas utilisée pour un calcul précis du facteur de couplage de la source au lobe (cf Gordon *et al.* 1992). En effet, rien ne nous permet d’affirmer que cette distribution gaussienne est appropriée aux sources considérées ici. Bien que les quantités mesurées sur les sources ponctuelles devraient en toute rigueur être exprimées en flux (cf 2.1.4), nous avons décidé ici de rapporter toutes nos mesures, sur sources ponctuelles ou de taille non négligeable devant le lobe primaire, dans une échelle de température T_{mb} . Ceci permet en particulier de comparer directement des mesures réalisées par d’autres auteurs sur le même télescope (et généralement rapportées en T_{mb}). Si l’on souhaite comparer à des mesures réalisées sur un instrument différent, une conversion préalable en flux est requise (éq. 2.25). Ces tailles ont aussi un rôle dans la prédiction des intensités de raies attendues dans le lobe principal de HIFI, ainsi que dans la vérification des critères de compactibilité requis pour les étalons secondaires (cf 2.2.3). Elles sont rassemblées dans le tableau 2.10 pour les sources trouvées non ponctuelles.

A l’issue des deux périodes d’observation, 19 sources ont été observées en CO(6 – 5). 9 d’entre elles ont été cartographiées, 7 l’étant pour la première fois à cette fréquence. Au total, 13 sources correspondent à une première détection dans cette transition de CO, augmentant de façon considérable le nombre de détections rapportées à cette fréquence (à notre connaissance, IRC+10216 est la seule étoile évoluée dont des observations ont été publiées à 691 GHz). En ce sens, nos observations représentent le premier relevé systématique conduit en CO($J = 6 - 5$) dans les enveloppes d’étoiles évoluées. On notera également 3 non-détections obtenues avec un niveau de bruit de l’ordre de 0.25 K. L’ensemble des données obtenues est compilé en annexe B. Les spectres sont présentés dans les figures B.1 à B.3. Les cartes rassemblées dans les figures B.4 à B.7 montrent que les observations à cette fréquence sont très sensibles aux erreurs de pointage, et que certains champs présentent des décalages par rapport au centre supposé de l’enveloppe. Quelques observations complémentaires en CO($J = 4 - 3$) et CO($J = 3 - 2$) ont de plus été réalisées par conditions météorologiques plus défavorables. Ces spectres sont montrés en figure B.3. A ces données s’ajoute une série de spectres provenant de l’archive JCMT (Fig. B.8 à B.10) et à notre connaissance jamais publiés. Dans ce dernier cas, l’étalonnage absolu reste totalement incertain et nous avons fait l’hypothèse que ces données étaient enregistrées selon une échelle T_{A}^* .

Source	Largeur à mi-hauteur		
	$^{12}\text{CO}(3-2)$	$^{12}\text{CO}(4-3)$	$^{12}\text{CO}(6-5)$
IRC+10216	–	29''	16.5''
CRL2688	–	–	12''
NGC7027	–	–	22''
R-Hya	–	–	9''
X-Her	14''	–	–
Rx-Boo	15''	–	–
CIT6	29''	10''	11''

TAB. 2.10 – Tailles à mi-hauteur déduites d’ajustements gaussiens réalisés sur les coupes obtenues dans les diverses raies. On suppose des distributions gaussiennes de la température de brillance.

On peut considérer que ces observations préliminaires répondent déjà en grande partie aux besoins en étalonnage identifiés en 2.2.3. En effet, des sources telles que les étoiles évoluées rassemblées ici paraissent être de bons candidats quant aux besoins en sources compactes et intenses, à profils de raie plus ou moins larges. Considérons par exemple les besoins notés Req.-3 et Req.-5, et supposons que des résolutions de 5 et 2 km s^{-1} conviennent à ces besoins respectifs (~ 12 et 4 MHz à 692 GHz). Si l’on se place dans le pire cas de dilution, c’est-à-dire une source ponctuelle, les raies observées par HIFI seront environ 10 fois plus faibles que celles détectées au CSO. A 692 GHz , on fait l’hypothèse d’une température système en simple bande de 200 K (cf tableau 1.2) et d’un rendement dans l’axe de 0.9. On considère deux cas de figure :

- l’étalon sert à effectuer une vérification fréquente du profil de raie et/ou de performances instrumentales. On suppose que seules 2 minutes (**ON+OFF**) peuvent y être consacrées. Dans ce cas, une raie d’au moins 1.3 K à une résolution de 5 km s^{-1} (resp. 2.2 K si la résolution est réduite à 2 km s^{-1}) vue dans un télescope de 10 mètres est requise pour obtenir sur HIFI un rapport signal-à-bruit de 10 lors d’une observation en mode DBS. Le cas le plus exigeant (2.2 K) est respecté par une dizaine des sources rapportées ici en $\text{CO}(6-5)$.
- si l’observation d’étalonnage s’apparente plus à une mesure fine des capacités instrumentales (par exemple dans les premières phases de la mission), nous supposons que 5 minutes y sont consacrées (à confirmer). Les chiffres précédents deviennent alors 0.8 et 1.3 K respectivement, sachant bien sûr que certaines sources très intenses permettront un rapport signal-à-bruit bien supérieur à 10. Ceci est respecté par une quinzaine des sources rapportées ici.

Au bilan, on peut penser qu’une fraction non-négligeable des étalons requis est déjà présente dans cette liste de sources préliminaires. Ceci paraît prometteur si l’on considère que d’autres catégories de sources doivent également être prises en compte, et qu’une partie du ciel de l’hémisphère sud reste encore largement inexplorée.

L’intérêt de ces observations ne se limite pas au grossissement d’une base de données jusqu’alors très pauvre. Hormis le fait qu’elles permettent une connaissance *a priori* des intensités de raie attendues dans HIFI, elles représentent aussi une information importante quant à tout effort de modélisation, une partie essentielle du travail d’étalonnage par rapport aux domaines de fréquences totalement inaccessibles depuis le sol. Nous projettons de débiter un tel travail en collaboration avec des équipes du consortium spécialistes de la modélisation d’enveloppes d’étoiles évoluées (par exemple Bujarrabal *et al.* 2001). Une des questions particulièrement ouvertes reste celle de la variabilité de ces potentiels étalons

secondaires. Une approche à considérer consiste à relier la variabilité dans les raies d'intérêt aux courbes de variations observées dans l'infrarouge (par exemple Gronenwegen & de Jong 1998, Onaka *et al.* 2002). A ce niveau, des modèles dédiés doivent être développés.

Étalonnage interne

Comme nous l'avons montré en section 2.1.5, l'utilisation d'étalons célestes ne suffit pas à elle seule à convertir le signal en une mesure exploitable en unités physiques. Pour ce faire, on compare les signaux sur le ciel à ceux de sources internes dont l'émission effective est supposée connue. Dans la phase actuelle du projet, une approche conservatrice a été choisie, consistant à appliquer les algorithmes de la méthode *chopper wheel* au cas de HIFI. Dans l'absolu, cet algorithme ne se contente pas simplement de rapporter les signaux aux mesures effectuées sur les charges de référence, mais permet également l'étalonnage de diverses réponses du système, ce qui, dans notre approche, s'apparente à proprement parler à un étalonnage de l'instrument. Les paragraphes suivants présentent l'implémentation concrète de cet algorithme pour HIFI, et permet d'établir un premier bilan d'erreurs associé à la simple conversion des données dans une échelle de température d'antenne.

Adaptation de la méthode *chopper wheel* à HIFI

On considère dans un premier temps un schéma d'étalonnage tel que celui présenté en 2.1.5 et supposant que la mesure sur charge froide s'effectue sur le ciel. En orbite, on a désormais $\tau = 0$. L'équation de l'étalonnage est donnée par Eq. 2.37 et le facteur d'étalonnage s'écrit :

$$T_{\text{cal}} = [J_{s,\text{amb}} - J_{s,\text{bg}}] + \mathcal{R}_G [J_{i,\text{amb}} - J_{i,\text{bg}}] + \frac{1}{\eta_\ell} ([J_{s,\text{hot}} - J_{s,\text{amb}}] + \mathcal{R}_G [J_{i,\text{hot}} - J_{i,\text{amb}}]) \quad (2.55)$$

On doit cependant se souvenir que le but premier de ce schéma est de s'affranchir au premier ordre des fluctuations d'opacité atmosphérique. Dans le cas de HIFI, ceci n'a plus lieu d'être et la mesure sur ciel froid n'est pas strictement nécessaire à l'étalonnage (mais reste requise pour la mesure de T_{sys}). Il existe de plus des raisons supplémentaires motivant l'utilisation d'une charge froide interne.

Tout d'abord, la disponibilité d'une position de référence ne présentant aucune émission n'est pas garantie dans tous les cas de figure. Dans les régions du Centre Galactique en particulier, des relevés complets tels que ceux d'IRAS+DIRBE (25-240 μm , Schlegel *et al.* 1998) et COBE (Lagache *et al.* 1998) ont montré l'existence d'une composante continuum de niveau non-négligeable aux longueurs d'onde sondées par HIFI (composante représentée par J_{bg} dans l'équation précédente). Cela s'applique également aux potentielles raies présentes sur de telles lignes de visée. On note de plus que ces relevés sont limités à des résolutions spatiales très en-deçà de ce que proposera HIFI, de sorte que de fortes variations de cette émission à petite échelle ne peuvent être totalement écartées. De futurs relevés tels que ELISA (Ristorcelli *et al.* 2001) apporteront probablement quelques éléments de réponse à ces questions. Dans le cas de telles régions, l'utilisation de positions de ciel froid lointaines conduit à de longs temps morts dus à la lenteur avec laquelle le HSO pourra se déplacer. Enfin, il est anticipé que l'utilisation de signaux provenant de charges chaudes (internes) et froides (externes) suivant des chemins optiques distincts jusqu'aux détecteurs est susceptible de favoriser les composantes résiduelles d'ondes stationnaires

présentes dans le système. On note cependant que l'implémentation d'une charge froide interne ne garantit pas la suppression de telles distorsions.

A l'issue de plusieurs études, il a finalement été décidé de permettre l'option d'une mesure d'étalonnage utilisant une charge froide interne (Fig. 1.6). Dans ce cas, l'équation 2.37 devient :

$$T_A^* = T_{\text{cal}} \frac{C_{\text{source}} - C_{\text{cold}}}{C_{\text{hot}} - C_{\text{cold}}} \quad (2.56)$$

ce qui se traduit par :

$$T_{\text{cal}} = \frac{1}{\eta_\ell} \left([J_{\text{s,hot}} - J_{\text{s,cold}}] + \mathcal{R}_G [J_{\text{i,hot}} - J_{\text{i,cold}}] \right) \quad (2.57)$$

On voit immédiatement que la connaissance des contributions au signal provenant de l'environnement de l'instrument (J_{amb}) n'est plus requise. Dans tous les cas, l'expression de la température système prend la forme suivante :

$$T_{\text{sys}} = J_{\text{s,bg}} + \mathcal{R}_G J_{\text{i,bg}} + \left(\frac{1 - \eta_\ell}{\eta_\ell} \right) [J_{\text{s,amb}} + \mathcal{R}_G J_{\text{i,amb}}] + \frac{T_{\text{rec}}}{\eta_\ell} \quad (2.58)$$

On s'intéresse par la suite aux moyens de mesurer sur HIFI les paramètres impliqués dans ces deux schémas d'étalonnage, ainsi que les conséquences en terme de bilan d'erreurs.

Incertitude sur les paramètres d'étalonnage

Considérons l'équation 2.37 sous la forme $T_A^* = (\Delta V_{\text{sky}} / \Delta V_{\text{cal}}) T_{\text{cal}}$. L'erreur sur la température d'antenne peut alors s'écrire :

$$\partial T_A^* = \frac{T_{\text{cal}}}{\Delta V_{\text{cal}}} \left[\partial(\Delta V_{\text{sky}}) + \partial(\Delta V_{\text{cal}}) \frac{\Delta V_{\text{sky}}}{\Delta V_{\text{cal}}} \right] + \frac{\Delta V_{\text{sky}}}{\Delta V_{\text{cal}}} \partial T_{\text{cal}} \quad (2.59)$$

On s'intéresse tout d'abord aux erreurs dues au simple facteur d'étalonnage T_{cal} . Selon les équations 2.55 et 2.57, on considère ici comme principales sources d'erreur les incertitudes associées à l'efficacité vers l'avant du télescope η_ℓ , au rapport de gains de bandes latérales \mathcal{R}_G , et aux diverses températures de brillance impliquées.

Comme mentionné en section 2.1.5, η_ℓ est un paramètre difficile à mesurer car il requiert l'utilisation d'une source remplissant les 2π stéradians vers l'avant du miroir primaire du télescope. Au sol, les méthodes de type skydip permettent une telle mesure, mais cette technique n'est plus applicable aux conditions en orbite. Des valeurs théoriques peuvent cependant être déduites de la conception du miroir primaire, mais aucune technique n'a à ce jour été choisie pour vérifier ces performances (voir UC-1.4.3). Des équations précédentes, on dérive les dépendances suivantes :

- utilisation de ciel froid :

$$\left. \frac{\partial T_{\text{cal}}}{T_{\text{cal}}} \right|_{\eta_\ell} = - \frac{\partial \eta_\ell}{\eta_\ell} \frac{1}{(1 + \eta_\ell / A)} \quad (2.60)$$

où $A \propto (J_{\text{hot}} - J_{\text{amb}})$. Cette expression dépend énormément de la fréquence pour une température physique de charge chaude fixe, et présente un minimum lorsque J_{hot} approche au mieux J_{amb} (on retrouve un des principes fondamentaux de la méthode au sol).

- utilisation d'une charge froide interne :

$$\left. \frac{\partial T_{\text{cal}}}{T_{\text{cal}}} \right|_{\eta_\ell} = -\frac{\partial \eta_\ell}{\eta_\ell} \quad (2.61)$$

Cette expression est indépendante du choix sur la température des charges et n'est reliée à la fréquence qu'à travers la diminution de l'efficacité vers l'avant du télescope attendue lorsque l'on monte en fréquence.

Le rapport des gains de bandes latérales est un paramètre difficile à estimer d'un point de vue théorique, en particulier pour des domaines de fréquence aussi larges que ceux de HIFI. Dans la pratique, ce paramètre est dépendant de la fréquence d'OL, si bien que l'on ne peut pas le mesurer en réglant successivement la fréquence considérée dans les bandes inférieure et supérieure respectivement. Une première technique consiste à transformer le système double bande en un système simple bande dans le cadre particulier de mesures au sol. Pour ce faire, on utilise les propriétés des interféromètres de type Martin-Puplett permettant de rejeter une des deux bandes sur une terminaison absorbante (voir 2.2.4). Cette technique requiert des réglages à toutes les fréquences d'OL, et permet une réjection de l'ordre de 95 % et mieux. Une autre méthode utilise les propriétés spectroscopiques de cellules de gaz dite d'absorption (Schieder 1993). Dans ce dispositif, le gain de chacune des bandes peut être mesuré de façon simultanée moyennant un positionnement adéquat des spectres vus en absorption dans la bande IF. Pour HIFI, une combinaison de ces deux techniques sera utilisée, l'idée étant de vérifier avec le système simple bande certains points de mesure réalisés avec la cellule de gaz. Nous reviendrons par la suite sur l'implémentation de ce module et l'étude faite dans le cadre de ce travail (voir 2.2.4).

Dans l'équation qui nous intéresse, la dépendance en rapport de gains de bandes latérales peut s'écrire dans les deux cas :

$$T_{\text{cal}}(\mathcal{R}_G) = A_i + \mathcal{R}_G A_s \quad (2.62)$$

En remarquant que $A_i \simeq A_s$ et $\mathcal{R}_G \simeq 1$, on obtient :

$$\left. \frac{\partial T_{\text{cal}}}{T_{\text{cal}}} \right|_{\mathcal{R}_G} \simeq \frac{1}{2} \frac{\partial \mathcal{R}_G}{\mathcal{R}_G} \quad (2.63)$$

montrant d'ores et déjà l'importance d'une mesure précise de ce facteur le long des bandes de HIFI.

Enfin, l'incertitude sur les températures de brillance J inclue les erreurs à la fois sur la fréquence OL et sur les températures physiques des références utilisées. Ces contributions sont données par :

$$\left. \frac{\partial J}{J} \right|_T = -\frac{\partial T}{T} \frac{J}{T} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (2.64)$$

et

$$\left. \frac{\partial J}{J} \right|_\nu = \frac{\partial \nu}{\nu} \left[1 - \frac{J}{T} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \right] \quad (2.65)$$

Selon les spécifications d'instrument (Whyborn & Beintema 1998), la fréquence OL devra être connue avec une précision de 6–20 kHz ($10^{-8} \times$ la fréquence observée), ce qui

limite grandement les erreurs dues à $J \big|_{\nu}$ pour toute fréquence et toute température de charge. Cette contribution n'est donc pas considérée dans la suite.

La contribution dominante dépend principalement de la connaissance du couplage des détecteurs aux diverses sources. En ce qui concerne les charges internes, la mesure de la température physique au niveau de l'émetteur ne suffit pas. Il est nécessaire d'estimer la température de brillance effective couplée au niveau des mélangeurs. En particulier, il est anticipé qu'une partie du lobe couplé à la charge froide soit légèrement tronqué aux plus basses fréquences à son entrée dans le module d'étalonnage interne. Pour ce faire, les plans actuels prévoient l'utilisation d'étalons de laboratoire absolus placés en sortie du cryostat de test (UC-1.4.1 et UC-1.4.2, voir aussi 2.2.4) et censés fournir une température de brillance parfaitement connue et illuminant de façon homogène le détecteur. La difficulté d'une telle mesure réside dans la connaissance des transmissions le long de chacun des chemins optiques, en particulier au niveau des miroirs et des fenêtres. Concernant la contribution de l'environnement de l'instrument, il est difficile de fonder sa mesure sur de simples senseurs de température. Moyennant la connaissance précise de certains paramètres du télescope, on peut cependant imaginer des procédures de mesure impliquant l'utilisation de la charge chaude interne à plusieurs températures supposées connues. La précision de telles mesures est à ce jour inconnue.

Dans notre approche différentielle, on doit également se demander comment les contributions dues aux différentes températures s'ajoutent dans le bilan global. Ceci dépend de leur corrélation. On supposera ici que des températures provenant de modules différents sont décorrélées, mais que celles observées dans les bandes latérales supérieure et inférieure sont corrélées et peuvent alors être assimilées à une contribution unique multipliée par $1 + \mathcal{R}_G \simeq 2$.

- utilisation de ciel froid :

On suppose ici que l'émission de fond de ciel est décorrélée de toute autre température. Dans un souci de simplicité, on considère également que la température de l'environnement (T_{amb}) n'a aucune influence sur la charge interne, et que les températures de brillance effectives présentent des incertitudes similaires :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{\text{cal}}}{T_{\text{cal}}} \bigg|_J &\simeq (1 + \mathcal{R}_G) \frac{\sqrt{\left(\partial J_{\text{hot}} \big|_T / \eta \ell\right)^2 + \left[1 + \left(\frac{1}{\eta \ell}\right)^2\right] \partial J_{\text{amb}}^2 \big|_T + \partial J_{\text{bg}}^2 \big|_T}}{T_{\text{cal}}} \\ &\simeq \frac{\sqrt{\left(\partial J_{\text{hot}} \big|_T / \eta \ell\right)^2 + \left[1 + \left(\frac{1}{\eta \ell}\right)^2\right] \partial J_{\text{amb}}^2 \big|_T + \partial J_{\text{bg}}^2 \big|_T}}{\Delta J_{\nu, \text{amb, bg}} + \Delta J_{\nu, \text{hot, amb}} / \eta \ell} \end{aligned} \quad (2.66)$$

où les ΔJ représentent les dynamiques de températures de brillance à la fréquence ν . Comme remarqué ci-dessus, l'erreur globale est minimisée pour les températures de charge chaude les plus élevées. On note également qu'il est encore difficile de mettre des limites sur ∂J_{amb} et ∂J_{bg} , ce dernier dépendant de la nature des régions du ciel sondées, tout en restant peu dominant.

- utilisation d'une charge froide interne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{\text{cal}}}{T_{\text{cal}}} \Big|_J &\simeq \partial J \Big|_T \frac{\sqrt{2} (1 + \mathcal{R}_G)}{(J_{\text{s,hot}} - J_{\text{s,cold}}) + \mathcal{R}_G (J_{\text{i,hot}} - J_{\text{i,cold}})} \\ &\simeq \frac{\sqrt{2} \partial J \Big|_T}{\Delta J_{\nu,\text{hot,cold}}} \end{aligned} \quad (2.67)$$

où $\Delta J_{\nu,\text{hot,cold}}$ représente la dynamique de température de brillance entre les charges chaude et froide à la fréquence ν .

On s'intéresse à présent aux contributions des erreurs sur les mesures en elles-mêmes. Dans l'hypothèse d'un système suffisamment stable par rapport au temps de la mesure d'étalonnage, l'équation 2.4 donne : $\partial(\Delta V_{\text{xx}}) \propto T_{\text{sys}}/\sqrt{t_{\text{xx}} \delta \nu_b}$. On voit une fois de plus que la dynamique de température de brillance entre les deux charges (ΔV_{cal}) doit être maximisée (ceci n'est plus vrai si la réponse des électroniques de détection n'est pas strictement linéaire), mais également que le temps de mesure sur les charges t_{cal} doit être adapté à l'intensité des sources observées afin que la mesure d'étalonnage n'apporte pas de contribution significative au bruit total. Si l'on raisonne à temps d'observation total $t_{\text{cal}} + t_{\text{sky}}$, on peut montrer que le bruit minimal est obtenu pour $t_{\text{cal}} = t_{\text{sky}} \times (\Delta V_{\text{sky}}/\Delta V_{\text{cal}})^{2/3}$ (on suppose que le bruit est donné par la formule des radiomètres éq. 2.4). Pour des sources de l'ordre de quelques Kelvins et une charge chaude à ~ 100 K, $t_{\text{cal}} \simeq t_{\text{sky}}/20$, mais pour des planètes, un tel niveau de bruit requiert $t_{\text{cal}} \simeq t_{\text{sky}}$. Ce dernier cas illustre également combien les erreurs de ligne de base sur la mesure d'étalonnage peuvent être amplifiées dans le signal final selon l'intensité de la source observée.

Bilan d'erreur du T_{cal} et comparaison des deux options

Le tableau 2.11 résume l'effet sur T_{cal} de variations typiques des paramètres dimensionnants considérés ci-dessus. On suppose les valeurs par défaut suivantes : $\eta_\ell = 0.95$, $\mathcal{R}_G = 1$, $T_{\text{amb}} = 80$ K. Les résultats sont présentés pour 2 valeurs de température physique de la charge chaude. La température de la charge froide est fixée à 15 K, température du plan focal au niveau du module de charges internes. Les erreurs supposées sur J correspondent aux valeurs requises dans le document de spécifications de l'instrument (Whyborn & Beintema 1998). Dans le cas d'une charge froide externe, nous avons négligé la contribution due à l'incertitude sur $J(\nu, T_{\text{bg}})$. On suppose également que la température de l'environnement est connue à 1 K. Suivant les conventions adoptées au paragraphe 2.2.1, ceci correspond à une erreur de $\pm 1\sigma$.

Comme mentionné ci-dessus, les erreurs sont minimisées pour de grandes dynamiques entre températures de charges chaude et froide, ainsi que, dans le cas d'une charge froide sur ciel, lorsque la charge chaude est proche de la température de l'environnement. Dans ce cas, les erreurs sur η_ℓ sont alors presque supprimées, ce qui représente un avantage certains de l'étalonnage sur ciel froid dans la mesure où cette efficacité restera l'un des paramètres difficiles à mesurer en vol. Les erreurs dues aux incertitudes sur η_ℓ augmentent pour des valeurs plus faibles de cette efficacité, ce qui est attendu aux longueurs d'onde plus faibles. Dans le cas le plus favorable, il semble que l'étalonnage sur ciel froid soit plus performant que celui sur charge froide. Ceci peut être dû à une sur-estimation de la précision attendue sur la température de l'environnement, pour laquelle il sera *a priori* difficile d'identifier les contributions des diverses parties du satellite. Pour une température de charge chaude

Paramètre	Erreur	Fréquence (GHz)							
		480	800	1410	1910	480	800	1410	1910
	Ciel froid	$T_{\text{hot}} = 100\text{K}$ $T_{\text{amb}} = 80\text{K}$				$T_{\text{hot}} = 60\text{K}$ $T_{\text{amb}} = 80\text{K}$			
$\eta\ell$	<i>Supposée</i> (%)	3	3	5	5	3	3	5	5
\mathcal{R}_G	$ \partial T_{\text{cal}}/T_{\text{cal}} $ (%)	0.7	0.7	1.4	1.6	1.3	1.5	3.1	3.7
	<i>Supposée</i> (%)	5	5	5	5	5	5	5	5
$J(\nu, T_{\text{hot}})$	$ \partial T_{\text{cal}}/T_{\text{cal}} $ (%)	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
	<i>Requis</i> (K)	1	1	1	1	1	1	1	1
$J(\nu, T_{\text{amb}})$	<i>Supposée</i> (K)	1	1	1	1	1	1	1	1
	$ \partial T_{\text{cal}}/T_{\text{cal}} $ (%)	2.0	2.2	2.5	2.9	3.7	4.3	5.7	7.3
Erreur totale sur T_{cal} (%) (aucune erreur sur $J(\nu, T_{\text{bg}})$)		3.3	3.4	3.8	4.1	4.7	5.2	7.0	8.6
	Charge froide interne	$T_{\text{hot}} = 100\text{ K}$				$T_{\text{hot}} = 60\text{K}$			
		480	800	1410	1910	480	800	1410	1910
$\eta\ell$	<i>Supposée</i> (%)	3	3	5	5	3	3	5	5
\mathcal{R}_G	$ \partial T_{\text{cal}}/T_{\text{cal}} $ (%)	3	3	5	5	3	3	5	5
	<i>Supposée</i> (%)	5	5	5	5	5	5	5	5
$J(\nu, T_{\text{hot}})$	$ \partial T_{\text{cal}}/T_{\text{cal}} $ (%)	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
	<i>Requis</i> (K)	1	1	1	1	1	1	1	1
or T_{hot}	<i>Requis</i> (K)	1	1	1	1.1	1	1	1.1	1.2
	$ \partial T_{\text{cal}}/T_{\text{cal}} $ (%)	1.7	1.8	2.0	2.3	3.3	3.6	4.5	5.6
Erreur total sur T_{cal} (%)		4.3	4.3	6.0	6.1	5.1	5.3	7.2	7.9

TAB. 2.11 – *Erreur (en %) sur le facteur d'étalonnage T_{cal} selon l'erreur commise sur le paramètre dimensionnant, pour les 2 options de charge froide. Les valeurs par défaut des paramètres sont données dans le texte. Bien que supposée constante ici, il est attendu que $\eta\ell$ décroisse avec la fréquence. Les contributions individuelles sont ajoutées de manière quadratique.*

plus faible, les deux techniques sont comparables. Cette configuration ne devrait cependant être utilisée que dans de rares occasions (ou si des problèmes de saturation des détecteurs s'avèrent être observés). En pratique, le choix de la méthode se fera sans doute sur ces critères opérationnels, mais la qualité des lignes de base spectrales devra également être prise en compte dans cette évaluation. Au final, le but est de passer le moins de temps possible sur la mesure d'étalonnage tout en s'assurant que cette mesure contribue de façon négligeable au bruit du signal.

Perspectives

De manière quantitative, on voit qu'avec les hypothèses retenues, aucun des cas de figure ne remplit la spécification à 3%, mais il semble que l'on puisse maintenir une incertitude inférieure à 10%. On peut éventuellement espérer une meilleure connaissance du rapport de gains de bandes latérales d'après les mesures au sol, mais il est encore difficile d'évaluer cette précision une fois en orbite. Même si la spécification à 10% semble atteinte, les incertitudes calculées ici ne représentent pas l'intégralité du bilan d'erreur dans le schéma d'étalonnage considéré (Eq. 2.37). A ceci doivent s'ajouter les contributions des mesures différentielles introduites précédemment (Eq. 2.59) et qui se manifestent principa-

lement à travers les effets de ligne de base. Il apparaît alors que le formalisme proposé ici ne rend pas compte de manière évidente de cette contribution. En particulier, l'introduction d'ondes stationnaires dans les équations de l'étalonnage semble nécessaire afin de mieux dominer leur influence à divers niveaux du signal et, le cas échéant, adapter le schéma actuel d'étalonnage pour supprimer ou limiter leur contribution. La forme sous laquelle elles devront être introduites dépend de leur nature et de la façon dont elles sont générées. Une telle réflexion a été initiée par Ossenkopf (2002b). Celui-ci propose un formalisme dans lequel les réponses du système, les efficacités, et les contributions au signal sont explicitement séparés dans chacune des bandes signal et image. Il inclue en particulier la possibilité d'une non-linéarité des gains, ainsi que les effets d'ondes stationnaires d'origines diverses. L'auteur montre que l'absence d'atmosphère permet un étalonnage indépendant de cette dernière composante, mais il souligne l'importance d'un travail préalable de modélisation. Cette étape, applicable à de nombreux autres aspects instrumentaux, se place dans la tâche générale que nous avons qualifiée d'*étalonnage de l'instrument*, et qui sera développée dans les paragraphes suivants.

2.2.4 L'étalonnage de l'instrument

Nous nous intéressons ici au deuxième aspect essentiel du travail d'étalonnage. Il y a plusieurs façons de considérer l'étalonnage de l'instrument. D'un côté, il a un rôle à part entière dans la conversion de la mesure en signal astrophysique car il englobe la majorité des tests et mesures permettant de décrire les algorithmes de l'étalonnage présentés dans les sections précédentes. De plus, cet étalonnage se propose d'étudier et implémenter la compréhension d'éléments de la réponse instrumentale. Parmi les exemples déjà mentionnés auparavant, on notera la caractérisation du rapport de gains de bandes latérales, ou la compréhension des effets d'ondes stationnaires. D'autre part, il contient un travail de suivi des performances et des comportements de l'instrument qui sont indispensables à la validation et, le cas échéant, l'adaptation des schémas et/ou paramètres impliqués dans l'étalonnage des données. Enfin, si correctement effectuée, cette partie de l'étalonnage doit fournir une image plus exhaustive de la dépendance du signal aux nombreux paramètres régissant l'équation de l'instrument. C'est à ce niveau en particulier qu'interviennent les aspects de modélisation, en étroite interaction avec les périodes de tests des prototypes. Idéalement, de telles études doivent permettre une représentation de l'instrument dans un domaine de configurations non exploré lors des mesures.

Les tests de l'instrument intégré

Les premiers tests de l'instrument intégré (modèle de développement, DM) doivent commencer à l'automne 2002. L'ensemble des opérations prévues sur ce prototype sont conduites dans le cadre des AIV/ILT (*Assembly, Integration, Verification / Instrument Level Tests*) et décrites dans le plan AIV (Luinge 1999). L'objectif premier de cette période de test est de vérifier la fonctionnalité du système intégré. Elle permettra ensuite d'étudier les performances instrumentales selon divers aspects présentés ci-après, et analysés par rapport aux besoins propres du travail d'étalonnage compilés sous forme de cas d'utilisation (aussi appelés *use cases*, annexe A).

Équipements de tests

Le prototype (DM, voir Fig. 2.19) contiendra une version partielle du module mélangeur limitée aux canaux 1 et 5, ainsi que des simulateurs pour les OL correspondants. Seul le

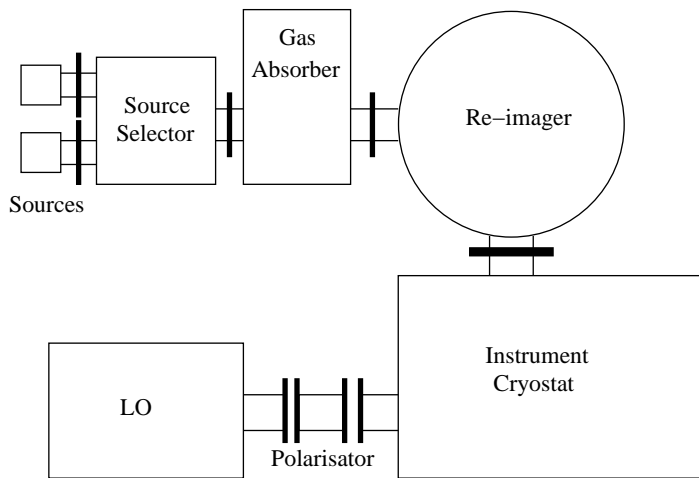


FIG. 2.18 – Montage global de test AIV/ILT.

spectromètre large-bande sera disponible, ainsi que le module d'étalonnage interne. Afin de reproduire certaines des conditions d'opération au point L2, l'instrument sera placé dans un cryostat sous vide, permettant d'atteindre les niveaux de refroidissement nécessaire au fonctionnement optimal des jonctions. D'après la conception du plan focal, les faisceaux correspondant aux divers blocs mélangeur ont des positions différentes sur le miroir M3 et ne coïncident donc pas en entrée du cryostat de test (Fig. 1.5). Afin de simplifier l'implémentation de modules de tests utilisables de façon transparente pour n'importe lequel des détecteurs, un système ré-imageur, situé à l'entrée du cryostat, transformera le faisceau des simulateurs de source en un faisceau de géométrie conforme à la définition nominale de chacun des canaux (Fig. 2.20). Pour ce faire, un miroir rotatif est placé au niveau de l'image du plan pupille (similaire au *chopper* M6) et permet de sélectionner chacun des canaux. Un système de miroirs en translation sert alors à focaliser les faisceaux en entrée. Enfin, un module de charges et un sélecteur associé seront utilisés afin de fournir à l'instrument des sources de brillance *a priori* connues (Fig. 2.19). Un schéma de principe du montage complet est donné figure 2.18.

Divers équipements additionnels seront alors utilisés afin de tester le maximum de configurations et de comportements du système. En particulier, un simulateur de télescope est envisagé afin de comprendre la formation d'ondes stationnaires entre le réflecteur secondaire et des éléments du plan focal (Fig. 2.20). De même une cellule d'absorption permettra de tester les propriétés spectrales en fournissant à l'instrument des échantillons de spectres représentatifs (voir étude détaillée ci-après). Enfin, un équipement a été spécialement développé à l'Université de Chalmers (Göteborg, Suède) afin de mesurer en amplitude et en phase le lobe de chacun des mélangeurs (Pantaleev 2000).

Propriétés testées et analyse par rapport aux UCs

Les principales propriétés testées lors de cette première période de mesure seront de trois types. Il s'agira tout d'abord de vérifier les propriétés optiques de l'instrument. Ceci concerne l'ensemble des éléments quasi-optiques de l'unité plan focal, mais également la distribution de l'illumination du plan focal par les mélangeurs, la propagation des faisceaux correspondant et leur forme en divers points. En particulier, on s'intéressera au couplage aux interfaces avec les OL et l'entrée de l'instrument. Il est prévu d'utiliser un scanner 2D supportant une source cohérente et un système de rotation permettant de tester les

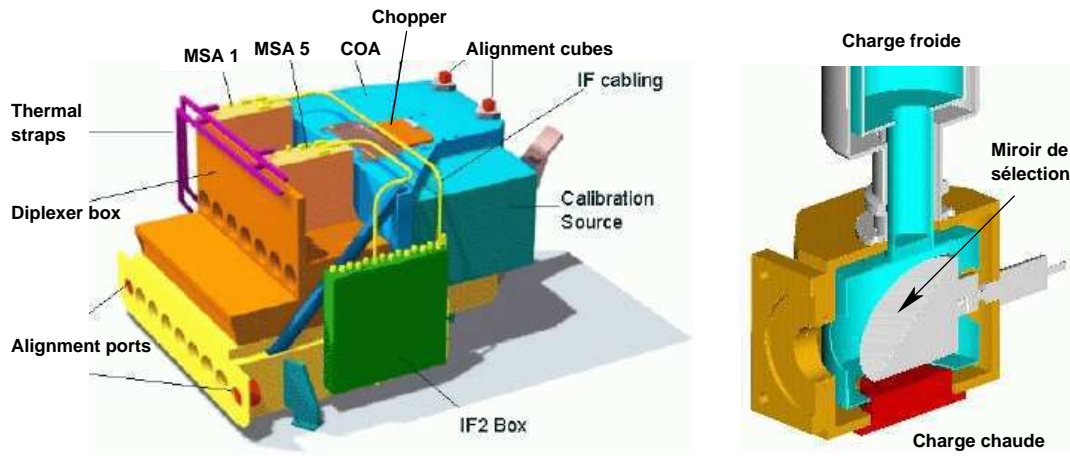


FIG. 2.19 – Gauche : représentation du DM et des modules le composant. Droite : schéma du module de sources externes. La charge froide correspond à un bain d'azote liquide.

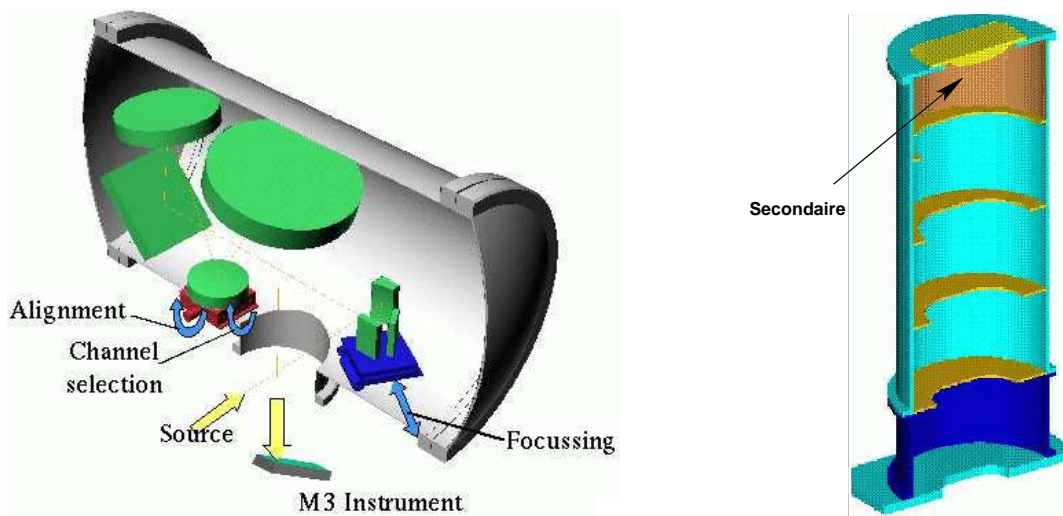


FIG. 2.20 – Gauche : représentation du module ré-imageur. Droite : Schéma du simulateur de télescope. Le secondaire se trouve à une hauteur moitié de celle correspondant au télescope réel.

Type de test	Numéro de UC										
	1.1.1	1.1.3	1.1.5	1.2	1.3.1	1.3.3	1.3.4	1.3.5	1.4.2	1.4.4	1.4.5
		1.1.4	1.1.6		1.3.2						1.4.6
Propriétés optiques				×				×			
Performances radiométriques	×	×	×						×	×	
Propriétés spectrales					×	×	×				×

TAB. 2.12 – Résumé des divers tests au sol et des UC associés.

performances en polarisation (UC-1.3.5). En terme de mesures d'étalonnage, ces tests répondront en partie aux besoins identifiés dans la section UC-1.2. A ce niveau, bon nombre de propriétés concernant les lobes devront attendre les tests en vol car ils requièrent l'intégration du télescope complet (par exemple UC-1.2.2 et UC-1.4.3).

Un autre aspect des tests au sol concerne la mesure des performances radiométriques. A ce niveau, on cherchera à déterminer la sensibilité du système (satisfaisant le UC-1.1.1), ainsi que la température de brillance effective des charges internes à l'aide d'étalons externes (satisfaisant le UC-1.4.2). La séquence d'étalonnage sera également testée (UC-1.4.4) et bon nombre de mesures seront potentiellement intéressantes afin de progresser dans l'analyse et la compréhension des ondes stationnaires générées dans le système (UC-1.1.6). A ceci s'ajoutent les tests de stabilité et de comportement sur diverses échelles de temps de mesure (UC-1.1.4). L'idée est de déterminer en premier lieu le temps d'Allan (UC-1.1.3, section 2.1.1), mais aussi l'influence de l'environnement sur la ligne de base générale des signaux (UC-1.1.5, UC-1.1.6).

Le troisième volet de cette période de tests touche les propriétés spectrales de l'instrument. Un des points traités de façon parfaitement identique aux besoins en étalonnage concerne la mesure des réponses et signaux parasites (UC-1.3.3). La réponse en fréquence et le profil en sortie des spectromètres et des OL seront également étudiés de façon extensive. On cherchera à mesurer la résolution et l'étalonnage en fréquence (UC-1.3.1, UC-1.3.2). Pour ce faire, la cellule de gaz fournira des spectres de référence dont la forme de profil attendue est *a priori* connue. Une autre utilisation fondamentale de la cellule concerne la mesure des rapports de gains de bandes latérales (UC-1.3.4, voir ci-dessous). Enfin, en complément avec des sources d'émission continuum, cet équipement devrait permettre d'étudier la linéarité de la réponse instrumentale, autant en détection continuum (UC-1.1.7) qu'en mode spectroscopie (UC-1.4.5, UC-1.4.6).

A première vue, l'ensemble des mesures prévues dans le cadre des tests DM semble satisfaire aux besoins compilés à ce stade dans le cadre de l'étalonnage (les questions posées dans les UC-1.1.2 sont considérées comme des tests de fonctionnalité). Une différence réside cependant dans le temps idéalement requis et l'espace des paramètres que l'on souhaiterait parcourir. Cette inadéquation entre l'immensité de l'espace des configurations et un calendrier serré donne toute son importance au travail de modélisation. Cet autre aspect de l'étalonnage de l'instrument sera présenté dans une section suivante.

Étude et réalisation d'une cellule de gaz

Dans le cadre de la préparation des premières mesures d'étalonnage devant débiter à l'automne 2002, j'ai initié l'étude et le développement d'une cellule de gaz destinée aux mesures de rapports de gains pour les divers canaux de HIFI et aux tests spectroscopiques. Ce travail, toujours en cours, a été réalisé en collaboration avec des chercheurs et ingénieurs

de l'IAS. L'étude préalable de faisabilité, à laquelle j'ai pris une part importante, était fondée sur un montage n'utilisant pas de module ré-imageur. Cette étude est présentée en annexe C, et nous en donnons ici les conclusions principales. L'étude sera reprise après l'adoption par le projet d'un ré-imageur pour l'ensemble des tests.

L'estimation de ce rapport de gain repose sur une mesure différentielle réalisée sur deux charges externes, à travers une cellule successivement sous-vide, puis remplie de l'échantillon de gaz. Si l'on note J_{hot} et J_{cold} les températures de brillance des charges, et si l'on suppose qu'une raie d'absorption n'est présente que dans la bande inférieure, ces mesures différentielles prennent les formes respectives :

$$S_1 = G_u (J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}) + G_l (J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}) \quad (\text{cellule vide}) \quad (2.68)$$

et

$$S_2 = G_u (J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}) + G_l (J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}) e^{-\tau} \quad (\text{cellule pleine}) \quad (2.69)$$

où G_l et G_u sont les gains de bande latérale en bandes inférieure et supérieure. Le rapport des gains de bande latérale est alors donné par :

$$R_G = \frac{G_l}{G_u} = \frac{1 - S_2/S_1}{S_2/S_1 - e^{-\tau}} \quad (2.70)$$

L'opacité τ doit être connue précisément, excepté dans le cas d'une raie saturée. Dans ce cas, R_G s'écrit simplement $S_1/S_2 - 1$.

La nouveauté majeure du concept sur lequel nous avons travaillé, en particulier par rapport à SWAS, est le respect des conditions de troncature de faisceaux à $4w$. Autrement dit, on cherche à maintenir le diamètre des faisceaux relativement petit devant les optiques et la cellule, afin de contrôler les radiations effectivement vues par le système et, en théorie, atteindre une précision de mesure de l'ordre de quelques %. Dans le cas particulier de HIFI, ceci implique l'utilisation d'un miroir ré-imageur déplaçable en translation afin d'être centré et focalisé pour chacun des canaux. Le reste des optiques sont des miroirs plans servant simplement à coupler les faisceaux aux sources. Dans ces conditions, nous avons étudié deux types de cellules : cellule longue (Fig. C.8), et cellule courte (Fig. C.7). Une cellule courte autorise des longueurs confocales (z_c , Eq. 2.8) courtes, et permet de limiter le grandissement par le miroir de relais (Fig. C.9). Cependant, les densités de colonne de gaz sont souvent insuffisantes pour saturer les espèces considérées (Figs. C.3 et C.4). Cette condition est remplie par des cellules plus longues, au prix d'un grandissement supérieur et donc d'optiques et de cellule de diamètres plus grands. Un compromis doit alors être trouvé entre ces deux options.

En l'absence d'un ré-imageur du type de celui finalement prévu, l'optique de relais considérée dans cette étude doit être optimisée pour une fréquence donnée. Nous avons alors étudié les conséquences en terme de perturbation du front d'onde aux autres longueurs d'onde (Fig. C.12), ainsi que la position des waists selon les canaux (Fig. C.10). L'ensemble des pertes théoriques de l'ensemble du système optique est résumé dans le tableau C.2. A ce niveau de l'étude, le pompage des gaz dans la cellule restait une question ouverte, une option communément utilisée consistant à piéger l'échantillon dans un "doigt" froid trempé dans de l'azote liquide.

Le concept adapté au montage avec ré-imageur est présenté en figure 2.21. La principale simplification vient du fait que tous les faisceaux en entrée du module cellule sont

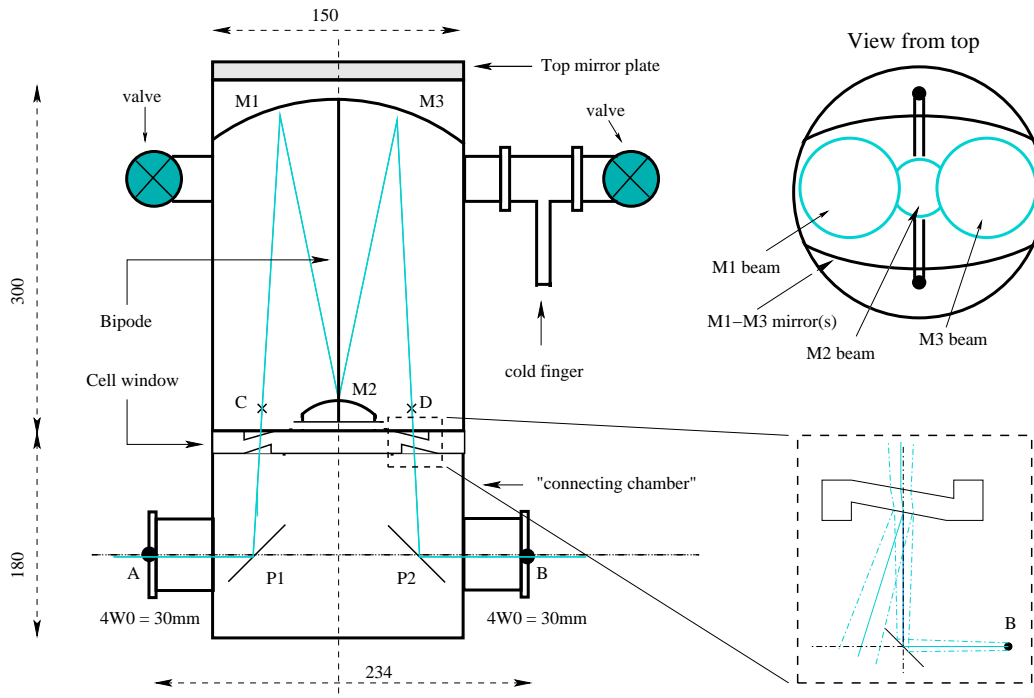


FIG. 2.21 – Schéma représentatif du concept actuel de cellule de gaz (vue de côté et vue de dessus). A et B représentent les points d'entrée et de sortie respectivement, P1 et P2 les deux miroirs plans, M1-M3 et M2 les optiques de relais quasi-Offner. Le croquis en bas à droite représente une des fenêtres d'interface entre la cellule et la chambre, et illustre le principe de réjection des réflexions parasites.

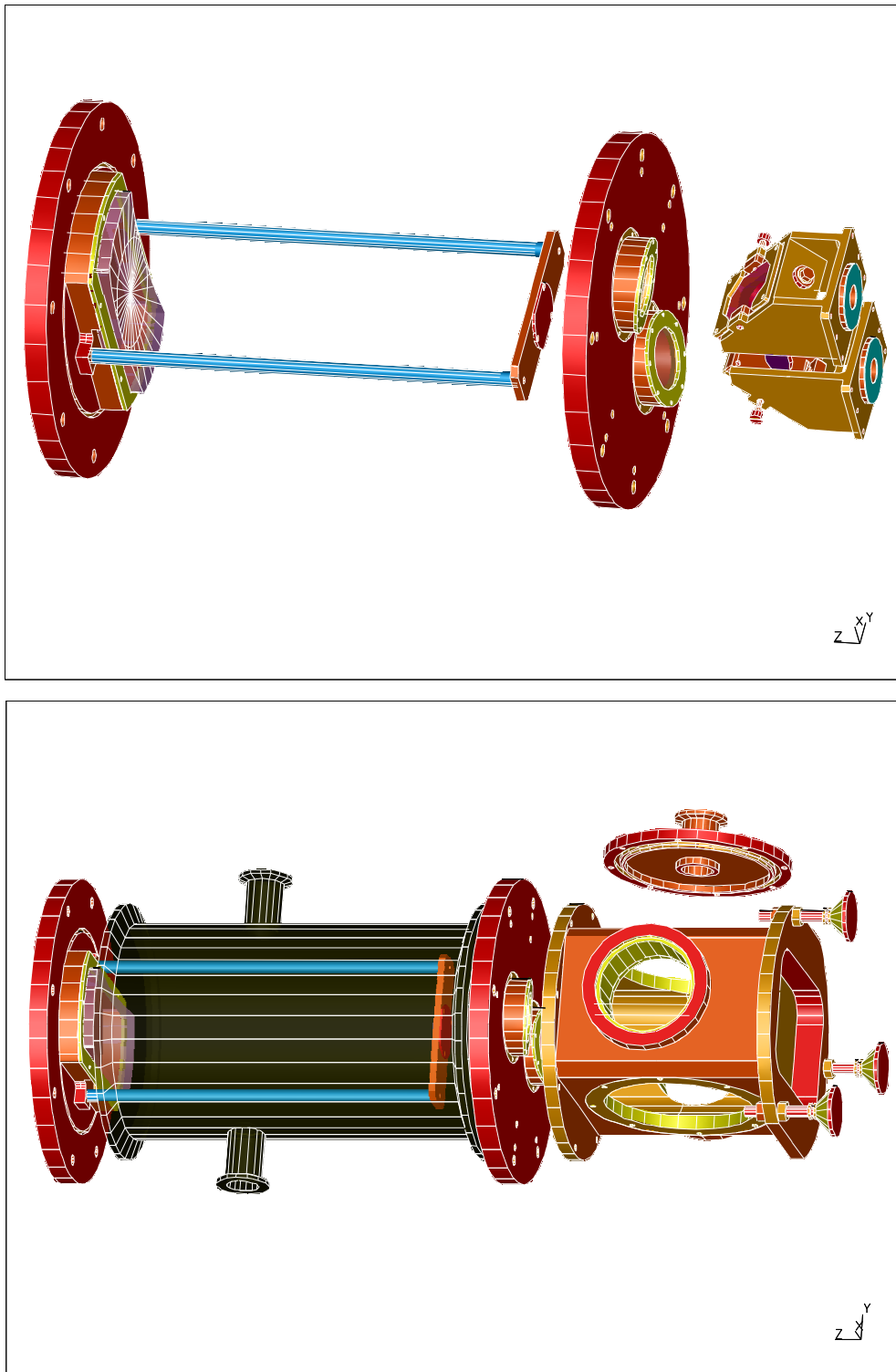


FIG. 2.22 – Vue éclatée du système complet (bas) et des optiques internes à la cellule (haut). En particulier, on note les 2 ouvertures latérales dans la chambre de connection permettant d'une part un accès aisé aux optiques de renvoi, d'autre part un pompage en direct à l'aide d'un piquage dédié. Trois pieds de hauteur ajustable viendront supporter l'ensemble. Dessins de J.-P. Crussaire IAS sur un concept D. Teyssier et Y. Longval.

vus en une position et avec un waist uniques, supprimant de fait le miroir en translation nécessaire au montage initial. Une autre modification importante est l'utilisation d'un système optique multi-réflexion permettant de traverser une colonne de gaz importante (> 1 m) dans un volume relativement limité. Ce système de type quasi-Offner utilise des principes similaires à ceux employés au sein des optiques communes du plan focal (ensemble M5-M6-M7) ou du ré-imageur. Ce module de relais (M1-M2) propose une transformation 1:1 lui permettant d'être inséré dans le montage de test complet sans impliquer d'adaptation particulière avec les modules en amont et en aval. Une chambre de connection sert d'interface avec la partie sous-vide s'étendant du module de sources au cryostat de test de HIFI (Fig. 2.18). Les faisceaux sont couplés à l'échantillon de gaz moyennant deux miroirs plans (P1-P2) offrant divers degrés de liberté en translation et rotation afin de faciliter l'alignement final (Fig. 2.21). Les miroirs de relais seront de qualité optique et traités par revêtement en or permettant un alignement à l'aide d'un laser NeHe. Enfin, l'interface entre la partie sous vide et l'échantillon de gaz est réalisée à l'aide de deux minces fenêtres de mylar.

Celles-ci sont inclinées afin de rejeter toute réflexion parasite en dehors du chemin optique principal et d'éviter les systèmes d'ondes stationnaires avec les sources et/ou les mélangeurs. Une autre source d'ondes stationnaires provient des fenêtres en elles-mêmes. Pour un matériau d'indice n et d'épaisseur e (en cm), les réflexions inter-parois créent des franges d'interférence dont la fréquence est donnée par⁴ :

$$\Delta\nu = \frac{1}{2 n e} \quad (\text{cm})^{-1} \quad (2.71)$$

Pour HIFI, les fréquences s'étendent de 20 à $\sim 60 \text{ cm}^{-1}$. Des épaisseurs de l'ordre du mm pour des indices autour de 2 (polyéthylène) résultent donc en une onde stationnaire de fréquence 75 GHz, ce qui n'est pas raisonnable sur une bande IF de 4 GHz (et d'autant plus pour un système double bande). Dans les plans actuels, on prévoit donc d'utiliser de fines fenêtres de mylar (50-100 μm), dont la transmission à ces longueurs d'onde varie entre 70 et 100 % (cf annexe D). Ces fenêtres sont tenues par une plaque métallique servant d'interface entre la cellule et la chambre de connection. Une des questions restant encore ouvertes concerne la déformation et la résistance de ces fines fenêtres lors des pompages réguliers de la cellule. Des tests préliminaires tendent à montrer une déformation irréversible mais ayant *a priori* peu de conséquences sur les qualités optiques de celles-ci. L'ensemble des choix sur le montage optique et les fenêtres est résumé dans un *livret optique*, document de référence pour la personne en charge du concept mécanique, et présenté en annexe D. Ce document indique également que le niveau de lumière parasite devrait rester inférieur à 0.2 % du signal total. Par souci de sécurité, un absorbant sera cependant placé entre les deux miroirs plans P1 et P2.

L'aspect hautement compact de ce montage impose certaines contraintes quant au critère de troncature. En particulier au niveau de l'interface cellule-chambre et du support du miroir M2, une légère troncature en dessous des $4w$ de rigueur est attendue pour les fréquences inférieures à ~ 600 GHz. En terme d'opérations, des mesures différentielles sur charges chaude et froide doivent être effectuées au travers de la cellule successivement remplie et vide. Dans ce but, deux piquages seront placés sur la cellule en verre et reliés à des pompes hybrides. La pression sera contrôlé à l'aide d'une jauge à membrane. Dans les plans actuels de mesure des rapports de gains de bandes latérales, des échantillons de

4. Cette propriété est d'ailleurs utilisée afin de mesurer l'indice des matériaux

N_2O et OCS seront utilisés autour de 100 mbar pour les fréquences les plus basses, CO et une toupie symétrique (H_2CO , CH_3OH) aux fréquences plus élevées.

Enfin, nous prévoyons de tester l'ensemble à l'aide d'un spectromètre disponible à l'IAS. Bien que limité à des pouvoirs de résolution de l'ordre de 10^4 au mieux, cet instrument nous permettra de vérifier les performances générales du système vis-à-vis par exemple des ondes stationnaires ou du comportement des fenêtres, ainsi que de qualifier l'alignement optique et sa capacité à fournir les spectres attendus aux fréquences d'intérêt.

Les modèles d'instrument

En complément aux divers tests de l'instrument, un travail de modélisation est nécessaire. L'idée est non seulement d'anticiper certaines caractéristiques de l'instrument afin de pouvoir optimiser ou adapter certains choix techniques, mais aussi d'offrir une vision du comportement instrumental dans un domaine de configurations plus vaste que ce que les tests au sol et en vol pourront permettre. Ce travail ne doit pas prétendre reproduire de façon parfaite la réponse du système et ne saurait se substituer à l'instrument lui-même. Il est en revanche étroitement lié, par un processus itératif, aux mesures réalisées sur les divers prototypes, dont il tire de nombreux éléments de représentation.

Un autre aspect important de cette approche concerne le côté modulaire du travail de modélisation. On sait en effet que l'effort de modélisation existe au niveau de nombreux sous-système. Construire les interfaces entre ces modules et permettre leur utilisation en cascade est une autre des étapes de ce travail de compréhension de l'instrument. En ce sens, on parlera de *modèles d'instrument* plutôt que *du modèle de l'instrument*.

A ce stade du projet, aucune mesure n'est réellement disponible sur l'instrument intégré. Le travail de modélisation à proprement parler s'est jusqu'à présent essentiellement fondé sur l'information dérivée de l'expérience des télescopes au sol. Dans ce cadre, nous avons commencé à travailler tout particulièrement sur la représentation des ondes stationnaires et leur possible origine dans un système tel que HIFI. Cette représentation, à ce jour encore élémentaire, a cependant permis de comprendre l'origine et le comportement d'ondes stationnaires présentes de façon relativement inattendue sur les spectres du spectromètre embarqué d'Odin (voir étude ci-dessous). Cette étude nous a également permis de valider les premières procédures de diagnostic et d'identification de ces préoccupantes distorsions de la ligne de base spectrale.

Représentation et analyse des systèmes d'ondes stationnaires

L'expérience acquise auprès des instruments utilisant la détection hétérodyne montre que les mélangeurs sont sensibles aux réflexions couplées à leur entrée. En général, ces réflexions donnent lieu à des systèmes d'ondes stationnaires mélangés avec le signal à la fréquence IF et de ce fait observés dans les signaux échantillonnés par les spectromètres. Selon leur amplitude, ces ondes stationnaires peuvent affecter sensiblement les lignes de base, ce qui revient à dégrader de manière significative le rapport signal-à-bruit effectif d'une observation et empêcher la détection d'une partie du signal astrophysique. Dans la perspective d'une modélisation des comportements de ces contributions parasites, nous avons analysé les diverses situations dans lesquelles ces ondes stationnaires prennent naissance et essayé de rassembler certaines caractéristiques reproductibles de leur manifestation afin d'affiner notre vision de leurs effets anticipés dans un système tel que HIFI.

Le formalisme de départ est fondé sur l'équation élémentaire d'une onde stationnaire résultant de la réflexion entre deux surface orthogonales aux faisceaux, situées à une dis-

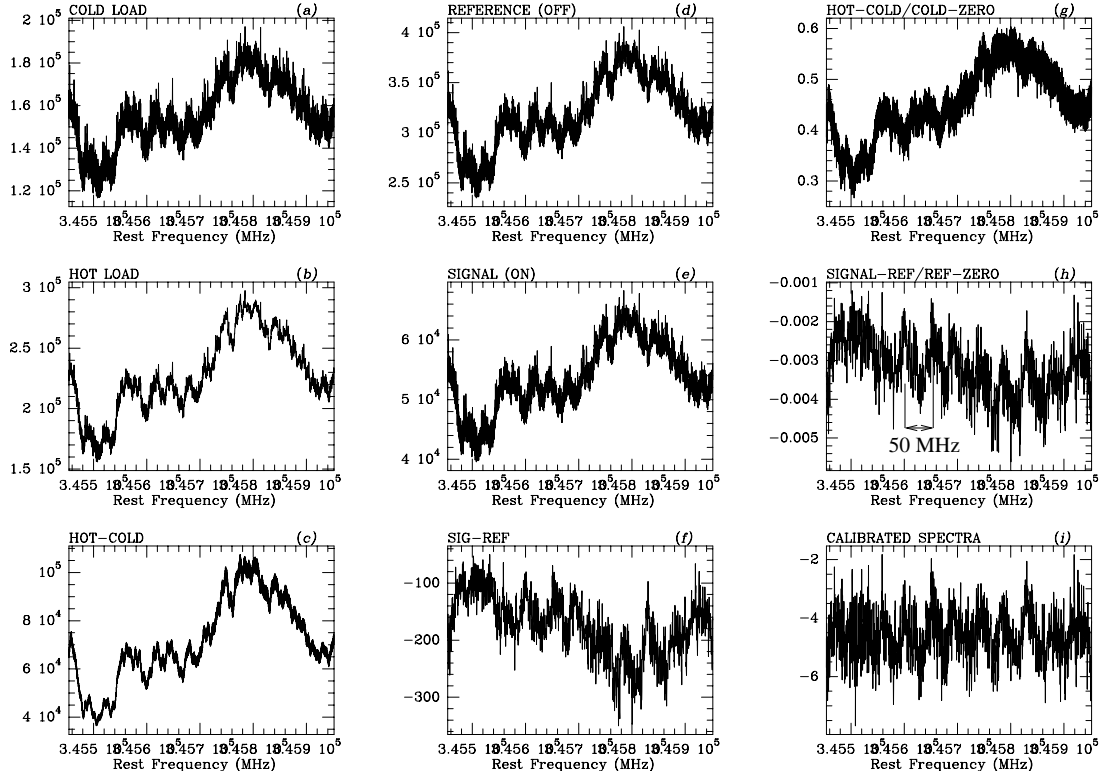


FIG. 2.23 – *Illustration d'ondes stationnaires présentes sur la voie ciel observée au télescope de 3 m de KOSMA. Les notations sont similaires à celles de la figure 2.9. Une onde stationnaire est principalement détectée à une fréquence de ~ 50 MHz, ce qui correspond à la distance séparant le réflecteur secondaire du cornet mélangeur.*

tance d l'une de l'autre. Afin de quantifier les coefficients avec lesquels se font ces réflexions, nous supposons que les surfaces sont définies par des coefficients de réflexion et de transmission notés (r_1, t_1) et (r_2, t_2) respectivement. On supposera de plus que l'une de ces surfaces correspond au mélangeur, condition requise pour que l'onde stationnaire contribue au signal échantillonné par les spectromètres (sauf cas particuliers, voir ci-après). Le champ électro-magnétique obtenu après multi-réflexions sur les deux surfaces est alors donné par :

$$E = E_0 \times \left[\sqrt{r_1 t_2} + \sqrt{r_1} \sqrt{r_2} \sqrt{r_1 t_2} e^{2i kd} + \sqrt{r_1} \sqrt{r_2} \sqrt{r_1} \sqrt{r_2} \sqrt{r_1 t_2} e^{4i kd} + \dots \right] \quad (2.72)$$

où le déphasage entre deux allers-et-retours est exprimé par $e^{2i kd}$, $k = 2\pi/\lambda$ étant le vecteur d'onde. Cette expression peut alors se factoriser sous la forme :

$$\begin{aligned} E &= E_0 \times \frac{\sqrt{r_1 t_2}}{1 - \sqrt{r_1 r_2} e^{2i kd}} \\ &\simeq E_0 \times \sqrt{r_1 t_2} \left(1 + \sqrt{r_1 r_2} e^{2i kd} \right) \quad \text{pour des réflexions faibles} \end{aligned} \quad (2.73)$$

La puissance mesurée par l'instrument peut alors s'écrire au premier ordre :

$$P = E \cdot E^* \simeq E_0^2 \times r_1 t_2 \times \left[1 + \frac{\sqrt{r_1 r_2}}{2} \cos(2kd) \right] \quad (2.74)$$

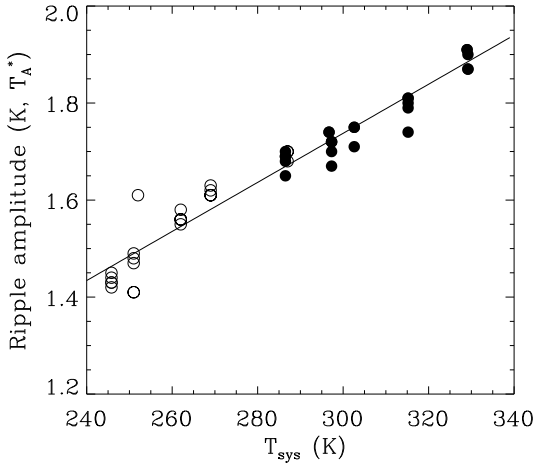


FIG. 2.24 – Illustration de la corrélation entre amplitude d’onde stationnaire sur la voie ciel et température système. Observations obtenues au 30-m de l’IRAM en FSW dans la raie de H_2CO à 218.2 GHz pour deux sources (ronds pleins et ronds vides respectivement). Les variations de T_{sys} sont dues à des variations de l’élévation. L’ajustement indiqué correspond à $\text{Amplitude} \propto 0.005 \times T_{\text{sys}}$ (-23 dB).

Ceci correspond à un signal entâché d’une onde stationnaire exprimée par le cosinus de droite. Afin de représenter cette contribution dans une échelle de température à dépendance spectrale équivalente à celle des signaux, on considèrera le formalisme général :

$$\begin{aligned} T_{\text{sw}}(\nu) &= C \cdot T_{\text{feed}} \times \cos \left(2\pi \frac{\nu - \nu_0}{c} 2d + \varphi_{0,\text{feed}} \right) \\ &= C \cdot T_{\text{feed}} \times \cos \left(2\pi \frac{\nu - \nu_0}{\nu_{\text{path}}} + \varphi_{0,\text{feed}} \right) \end{aligned} \quad (2.75)$$

où ν_0 est la fréquence à la phase $\varphi_{0,\text{feed}}$ et ν_{path} la fréquence correspondant à la distance d ($\nu_{\text{path}} = c/2d$). On notera $T_{\text{feed}} = (E_0^2 \times r_1 t_2)$ la puissance de la source d’énergie alimentant l’onde stationnaire, et $C = (\sqrt{r_1 r_2}/2)$ le coefficient de couplage global de cette énergie au système de mélange. Il est important de noter que le lieu où est créée la modulation d’onde stationnaire et celui d’où émane l’énergie T_{feed} ne sont pas forcément liés (voir étude sur le cas de Odin ci-après). En effet, dans un système de mesure différentielle tel que la plupart des télescopes millimétriques et submillimétriques, l’onde stationnaire est généralement le résultat d’un déséquilibre de puissance entre deux signaux dont la différence (T_{feed}), non nulle, est alors soumise à la modulation caractérisée par le chemin de longueur d .

Afin de confronter ce formalisme aux types d’ondes stationnaires traditionnellement observés sur les télescopes en opération, nous passons ici en revue les principales sources d’énergie pouvant donner lieu à ces distorsions de la ligne de base. L’analyse du coefficient de couplage sera faite par la suite. On se place dans un schéma d’étalonnage de type *chopper wheel*, régit selon l’équation 2.37.

- l’onde stationnaire associée à la voie ciel ($T_{\text{ON}} - T_{\text{OFF}}$) est probablement celle observée majoritairement sur les télescopes radio. Elle correspond à un système de réflexions entre le mélangeur et les optiques présentes sur le chemin menant au réflecteur primaire. La contribution principale provient de la réflexion sur le miroir secondaire, mais celle correspondant au diaphragme formé par l’ouverture dans le miroir primaire est aussi observée (par exemple Thum *et al.* 1995). Dans cette situation, l’énergie modulée est due à une soustraction imparfaite du niveau de fond de ciel provoquée par des instabilités atmosphériques plus rapides que le battement ON-OFF. Ceci revient à dire qu’une fraction de la température système est modulée entre le secondaire et le mélangeur, ce qui est confirmé par la corrélation représentée figure 2.24. Sur

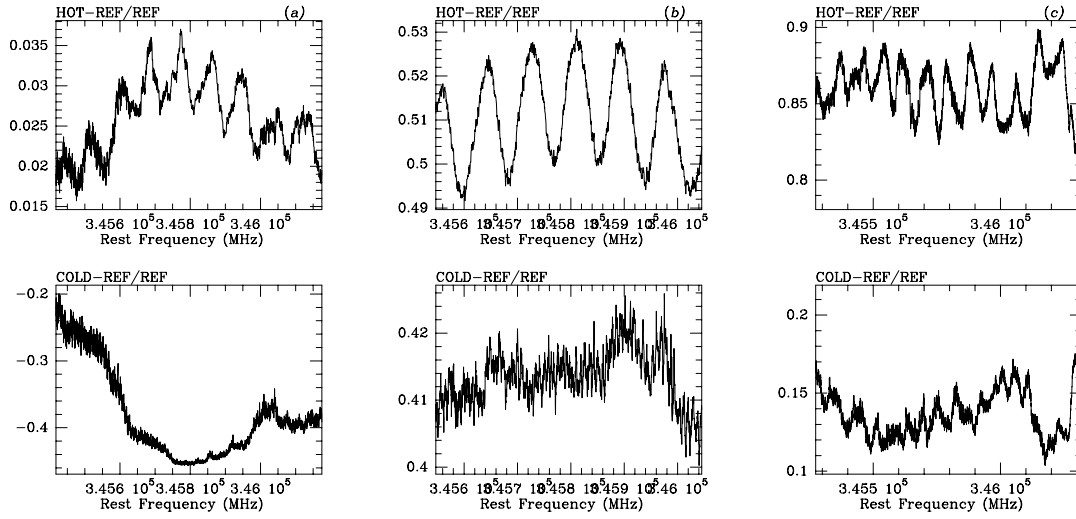


FIG. 2.25 – Illustration de la relation entre température de charge et amplitude d’onde stationnaire sur la voie d’étalonnage pour divers exemples. Dans tous les cas, l’onde stationnaire correspond à la distance séparant les charges des mélangeurs. Elle n’est réellement détectée dans le signal sur charge froide que dans le cas (c). Le reste des effets de ligne de base sont des résidus de l’étalonnage imparfait de la réponse de la chaîne par la mesure sur ciel froid (division par REF).

ce diagramme, on note la relation existant entre l’amplitude de l’onde stationnaire mesurée et T_{sys} .

- une autre contribution peut être observée sur la voie d’étalonnage interne. Celle-ci est associée aux réflexions pouvant exister entre le mélangeur et les surfaces faisant office de charges chaude et froide. Dans ce sens, réduire l’émissivité de ces charges ne suffit généralement pas. Il est recommandé de tourner légèrement les surfaces afin de rejeter les réflexions provenant du cornet mélangeur hors de l’axe optique principal. Ceci n’est pas toujours possible et de telles ondes stationnaires sont parfois présentes de manière significative dans les signaux (voir par exemple Fig. 2.10). Certains éléments semblent également indiquer une corrélation entre l’amplitude des ces ondes et les intensités des températures de charges. La figure ?? illustre cet effet en isolant les contributions de chacune des charges. Dans chaque cas, la mesure sur ciel froid est utilisée afin d’étalonner la réponse générale de la chaîne de détection. On note une amplitude systématiquement supérieure dans le cas de la charge chaude (ici un absorbant à température ambiante), la charge froide étant un bain d’azote liquide solidaire de la structure du télescope. Cette dernière est dans ce cas précis plus sujette à montrer des variations d’émissivité effective (récipient plus ou moins rempli, mouvements en élévation), ce qui contribue à expliquer l’amplitude très variable de l’onde stationnaire associée.
- une contribution jusqu’alors peu considérée au sol concerne des systèmes d’ondes stationnaires prenant naissance dans la cavité séparant les cornets de l’OL et du mélangeur, par l’intermédiaire du système de diplexage. Une étude complète proposée par Schieder (en préparation) identifie deux types de phénomènes : d’une part les contributions de la voie ciel ou charge réfléchies par le cornet mélangeur vont être couplées au cornet OL par réflexion partielle sur les grilles de diplexage et engen-

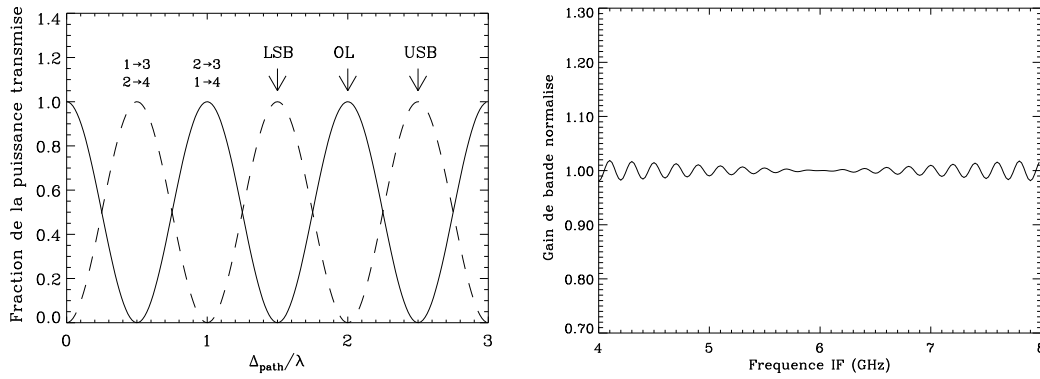


FIG. 2.26 – **Gauche** : Illustration de la transmission sélective d'un interféromètre de type Martin-Puplett. Les ports correspondent à **1**: signal RF (LSB et USB), **2**: OL, **3**: mélangeur et **4**: terminaison. Δ_{path} est la différence de chemin optique entre les deux miroirs impliqués dans le montage. Dans cette configuration, **1** et **2** sont tous les deux optimalement transmis vers **3** et **4**. Adapté de Goldsmith 1998. **Droite** : forme attendue d'une onde stationnaire créée dans la cavité cornet OL-cornet mélangeur. La transmission particulière du diplexage Martin-Puplett entraîne un couplage croissant des deux polarisations lorsque l'on s'éloigne de la fréquence IF et se manifeste sous la forme d'une modulation d'amplitude de l'onde stationnaire.

drer dans le signal mélangé un système d'ondes stationnaires associé à cette cavité. D'autre part, la puissance émise par l'OL elle-même est sujette à cette cavité et son amplitude s'en voit modulée de façon similaire. Cette étude montre également que des différences importantes existent selon le mode de diplexage utilisé :

- dans le cas de grilles de polarisation (par exemple les canaux 1 et 2 de HIFI), l'amplitude des ondes stationnaires dépend de l'angle de rotation de ces grilles par rapport aux polarisations linéaires de l'OL et des mélangeurs. Pour un couplage de la puissance OL au mélangeur de 10%, l'amplitude de l'onde stationnaire associée à la voie signal est de l'ordre de 9%, tandis que la modulation de la puissance d'OL peut atteindre 40%! Ces amplitudes peuvent être réduites à $\sim 5\%$ en plaçant une grille polarisante supplémentaire juste devant le mélangeur (Schieder, en préparation).
- dans le cas de diplexage de type interféromètre Martin-Puplett, quasiment aucunes pertes en transmission ne sont observées pour l'OL (on fait l'hypothèse d'un signal quasiment chromatique). Sur la voie signal, ceci n'est vrai que pour les fréquences centrales des bandes latérales inférieure et supérieure respectivement (cf Fig. 2.26), ce qui implique que le couplage entre les polarisations de l'OL et du signal est d'autant plus important que l'on s'approche des bords de bande. La modulation de la puissance OL est à nouveau relativement importante. En ce qui concerne la voie signal, l'amplitude de la sinusoïde varie avec la distance à la fréquence IF (voir Fig. 2.26) et présente une amplitude maximale de l'ordre de 20% en bord de bande.

Dans tous les cas, la modulation de l'amplitude de la puissance OL est un facteur important dans l'étalonnage car elle affecte les rapports de gains de bandes latérales

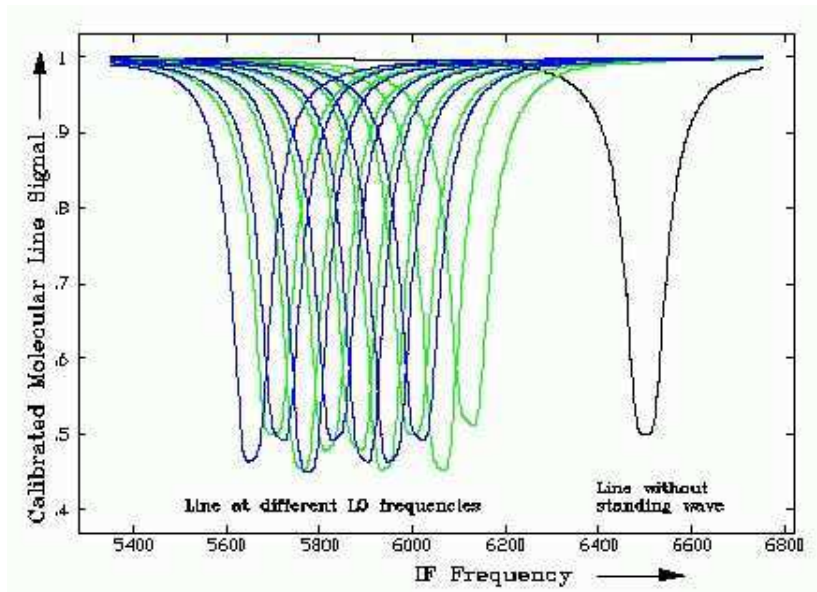


FIG. 2.27 – Simulation des effets de l’onde stationnaire présente dans la cavité OL-mélangeur pour une mesure de type cellule d’absorption. Chacune des raies est mesurée à une fréquence d’OL différente (pas de 30 et 150 MHz). La modulation de la puissance d’OL provoque une différence du niveau d’absorption sur plusieurs périodes de la fréquence associée à la cavité (ici prise à 300 MHz). La modulation du signal en lui-même n’est perceptible qu’au niveau de la raie (voir texte) et se manifeste par des pentes variables dans le domaine pour lequel la raie est saturée (niveau normalement plat en l’absence d’onde stationnaire et de variations de gains de bandes latérales significatives, cf raie de droite). Avec l’aimable autorisation de R. Schieder (article en préparation).

chaque fois qu’un réglage est réalisé (changement de fréquence, puissance, etc). On doit aussi noter que si la fréquence OL tombe dans un creux de la modulation, le risque existe que la puissance vue par le mélangeur ne soit pas suffisante pour pomper la jonction, créant potentiellement des domaines de fréquence non accessibles dans la bande de HIFI. Nous reviendrons sur ces aspects ci-dessous.

- un dernier type d’onde stationnaire peut prendre naissance en amont de la chaîne de mélange et être caractérisée par des réflexions au sein des câbles IF. Elles peuvent être dues à de mauvaises adaptations à l’interface de modules, ou à des parties endommagées à l’intérieur même des câbles. Lorsque ces câbles bougent avec le télescope, la phase des ondes stationnaires associées peut être modifiée. Ces contributions sont cependant plus difficiles à identifier car leur fréquence n’est souvent pas représentative de distances connues dans le système. Nous ne les considérerons pas par la suite, d’autant moins que le HSO n’en sera probablement pas affecté.

A ceci s’ajouterait une contribution provenant du bruit intrinsèque du mélangeur. Dans cette représentation, le mélangeur se comporte comme un émetteur de température effective $C_{\text{rec}} \cdot T_{\text{rec}}$. Cette vision des choses a cependant été peu testée et il est à ce jour difficile de s’en faire une idée précise. En particulier, la corrélation directe avec T_{rec} manque de preuves pratiques. On pourrait envisager de dégrader volontairement la température du

mélangeur et provoquer un système d'ondes stationnaires (le mode FSW s'y prête particulièrement moyennant un saut de fréquence bien choisi) dont l'amplitude serait alors rapportée à T_{rec} d'une manière similaire à la figure 2.24.

Si l'on s'intéresse aux amplitudes effectives d'ondes stationnaires impliquées dans un système double bande, une pondération intrinsèque à ce type de détection doit être prise en compte. L'onde stationnaire présente dans le signal en puissance totale sera en réalité la combinaison de deux portions de sinusoides affectant les bandes signal et image respectivement. En supposant que les paramètres de la sinusoides ne changent pas d'une bande à l'autre, l'onde stationnaire en bande image s'ajoute donc au signal total avec un déphasage $\varphi_{\text{shift}} = 4\pi \nu_{\text{IF}}/\nu_{\text{path}}$. L'onde résultante est une sinusoides de même fréquence, mais de gain :

$$\begin{aligned} G_{\text{path}} &= 2 \cos\left(2\pi \frac{\nu_{\text{LO}} - \nu_0}{\nu_{\text{path}}} + \varphi'_{0,\text{feed}}\right) \\ &= 2 \cos\left(2\pi \frac{2d}{\lambda_{\text{LO}}} + \varphi'_{0,\text{feed}}\right) \end{aligned} \quad (2.76)$$

$\varphi'_{0,\text{feed}}$ n'étant pas forcément égale à $\varphi_{0,\text{feed}}$ (Eq. 2.75), et ν_{LO} représentant la fréquence OL. λ_{LO} est ici la longueur d'onde correspondant à la fréquence OL. On voit que dans certains cas de figure, la combinaison des deux portions peut atténuer sensiblement l'onde résultante. En effet, si la fréquence OL tombe sur un maximum de la sinusoides, les deux bandes sont en parfait phasage et $G_{\text{path}} = 2$. Le cas opposé est obtenu ($G_{\text{path}} = 0$) lorsque la fréquence OL tombe exactement entre un maximum et un minimum. Dans la plupart des cas, on se trouve entre ces deux situations. Ceci a des conséquences importantes pour l'étalonnage car cette modulation modifie le rapport des gains de bandes latérales le long du domaine IF. Dans le cas d'une modulation de la puissance OL (cf ci-dessus), ce déséquilibre des rapports de gains de bandes latérales ne sera pas perceptible sur la ligne de base (i.e. le continuum) car l'étalonnage sur les charges compensera cet effet (à condition bien sûr que les chemins optiques concernés soient suffisamment stables). Ce ne sera pas le cas pour les raies qui, par définition, ne sont présentes que dans une seule des bandes respectives. Ceci rend leur étalonnage d'autant plus complexe car l'onde stationnaire ne sera donc pas visible de manière évidente sur le spectre (au contraire des autres systèmes d'ondes stationnaires directement couplés au signal). On doit alors réfléchir à des procédures de mesure nous permettant à moindre coût d'identifier les paramètres caractérisant cette modulation (amplitude, période, phase). Des mesures récentes réalisées à l'Université de Cologne (Schieder, communication privée) pourraient nous inspirer dans ce sens. Elles montrent effectivement combien le niveau de raies vues en absorption varie de façon sinusoides lorsqu'un déphasage de la modulation OL est provoqué par déplacement micrométrique du cornet OL. Un tel balayage de la sinusoides concernée pourrait alors être envisagée en réglant l'OL à des fréquences proches à pas judicieusement choisis.

A moins de disposer d'un système hors-axe (voir Odin) ou d'orienter de façon adéquate la surface des charges, certaines ondes stationnaires sont inévitables. Dans le cas du HSO, on sait déjà que le réflecteur secondaire y contribuera pour toute mesure sur la voie ciel. La stratégie consiste alors à la fois à réduire leur amplitude, et à maintenir un niveau de reproductibilité de leur comportement suffisamment élevé pour un traitement *a posteriori* plus efficace. Sur HIFI, les développements actuels laissent penser que les contributions provenant de la voie d'étalonnage interne resteront négligeables (les risques dus au diaphragme formé par l'entrée de ce module ne doivent cependant pas être mis de côté, cf Fig. 1.6.). Les études se sont à ce jour limitées aux ondes stationnaires susceptibles d'être

créées entre le secondaire et les cornets mélangeurs.

Le critère de réduction a motivé l'introduction d'un cône de dispersion à la pointe du secondaire. Cette possibilité est encore au stade d'étude et les performances attendues indiquent un gain de 15 dB dans l'atténuation du niveau d'onde stationnaire. En cas d'implémentation, une attention toute particulière devra être portée sur les contributions additionnelles injectées dans le système par le biais de ce cône. Dans la perspective d'une onde stationnaire présente à un niveau non-négligeable, le critère de stabilité est extrêmement important. L'échelle de temps considérée ici est de l'ordre du temps d'Allan (section 2.1.1), temps maximum entre deux mesures attendu pour HIFI autour de 150 s. Dans cet intervalle de temps, il faut à la fois que la fréquence et l'amplitude de l'onde ne changent pas de manière significative. Les modifications de fréquence sont associées à des déplacements des optiques (dilatation). Dans l'hypothèse d'un secondaire sans cône, Whyborn (2002) déduit de l'équation 2.76 une tolérance de $8 \mu\text{m}/\text{heure}$ pour que l'onde stationnaire ne contribue qu'à 50% du bruit attendu par simple considération radiométrique (Éq. 2.4). En se limitant à la voie ciel, les variations d'amplitude sur de telles échelles de temps ne peuvent provenir que de sauts dans les températures des optiques "chaudes" contribuant au fond de ciel additif (télescope, baffles aux interfaces avec l'ouverture dans le primaire, etc). Même si cela reste à confirmer en opération, les variations de ces températures selon l'angle d'aspect au soleil (position sur l'orbite, rotation du satellite lors d'un balayage) devraient rester négligeables à cette échelle.

Dans l'hypothèse d'une contribution parasite suffisamment stable, des adaptations du schéma d'étalonnage restent une des principales pistes de recherche dans ce sens. Cette approche, déjà mentionnée lors de l'application de la méthode *chopper wheel*, s'appuiera en grande partie sur les résultats des premiers tests prototypes de l'automne 2002, et nécessitera une identification précise des contributions d'ordre additif et multiplicatif respectivement. Ceci représentera une part importante de mon travail d'après-thèse.

Application au cas d'Odin

Durant un mois, j'ai eu l'opportunité de travailler en tant que *calibration scientist* invité au centre scientifique du satellite Odin à Onsala en Suède. Cette expérience m'a permis de confronter ma compréhension du comportement et de l'étalonnage d'un système submillimétrique en orbite à un instrument réel en opération.

Une description détaillée du satellite est donnée par Hjalmarson *et al.* (1996). On résume ici les éléments nécessaires à la compréhension du travail réalisé dans le cadre de ce séjour. Le satellite Odin est composé d'un réflecteur primaire de 1.2 m sur une monture hors-axe de type Cassegrain, et placé sur une orbite elliptique à 600 km de la Terre (Fig. 2.28). Sa mission est double : observations de l'atmosphère terrestre et observations de l'espace dans 4 canaux de fréquence autour de 500 GHz, ainsi que dans un canal centré autour de la raie de l'oxygène à 119 GHz. L'organisation du plan focal est telle que 2 à 3 canaux peuvent être utilisés de manière simultanée et échantillonnées sur deux types de *backends* (un autocorrélateur et un spectromètre acousto-optique, AOS). La modulation sur ciel froid est réalisée à l'aide d'un système de Dicke (*Dicke Switch*, déjà introduit en 2.1.5) alternativement couplé au télescope (observation *sur source*) et à une ouverture dans la structure même du satellite donnant accès à la mesure sur ciel froid (Fig. 2.28). Lorsqu'une voie observe sur la voie télescope, l'autre le fait sur la voie ciel et vice-versa.

Une charge chaude constituée d'une cavité multi-réflexion tapissée d'un absorbant

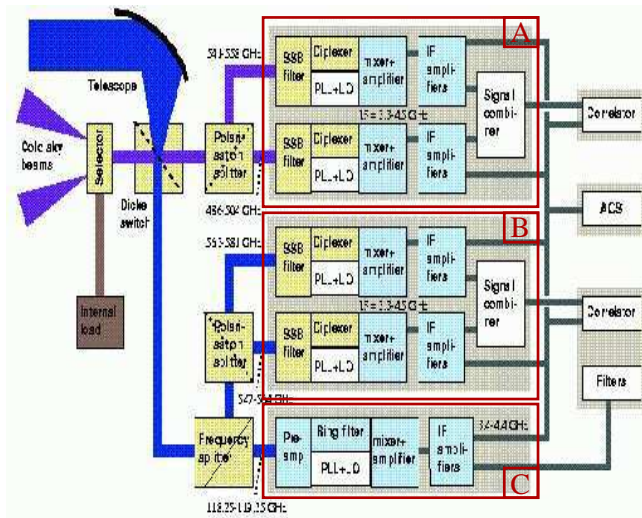
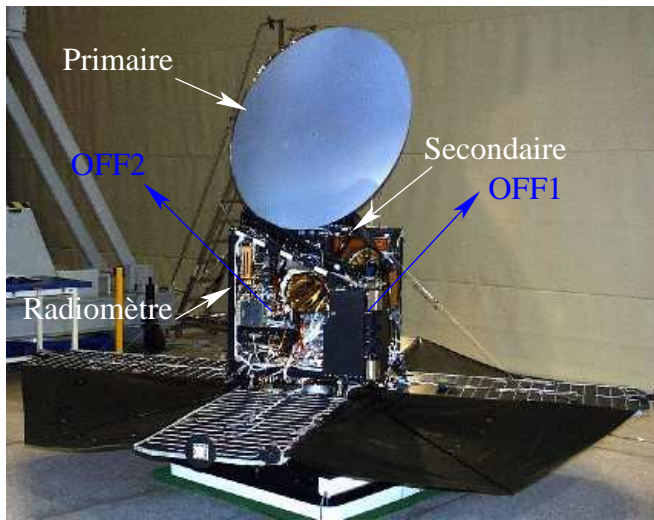


FIG. 2.28 – **Haut** : Photographie du satellite déployé en salle de test. Les flèches bleues indiquent les directions des deux lobes sur ciel froid (voir texte). **Bas** : schéma de principe du radiomètre représentant chacun des canaux A, B et C.

submillimétrique sert à l'étalonnage. Les jonctions sont de types Schottky et un système d'optiques réglables permet de réaliser de façon efficace une réjection simple bande, ainsi que le mélange avec le signal OL. Ce système est fondé sur les propriétés des interféromètres Martin-Puplett introduits précédemment, permettant de rejeter le signal de la bande image sur une terminaison composée ici d'un absorbant comme indiqué sur la figure ???. Ce système à 4 ports se comporte en effet comme un filtre passe-bande autour de fréquences judicieusement choisies moyennant un réglage fin de miroirs en translation à des distances liées à la fréquence IF (voir Fig 2.26, ainsi que Goldsmith 1998).

Malgré la particularité du montage hors-axe, ainsi que les précautions prises quant à la configuration de la charge chaude, les lignes de base des spectres obtenus par ce satellite révèlent la présence d'un ou plusieurs systèmes d'ondes stationnaires observés de façon permanente depuis le lancement. La figure 2.30 illustre un cas typique de spectres obtenus avec chacun des *backends*. On note une onde stationnaire à faible fréquence spatiale commune aux deux *backends* et, de fait, observée de manière stable sur la totalité des spectres mesurés par Odin. Les signaux échantillonnés sur l'AOS montrent une com-

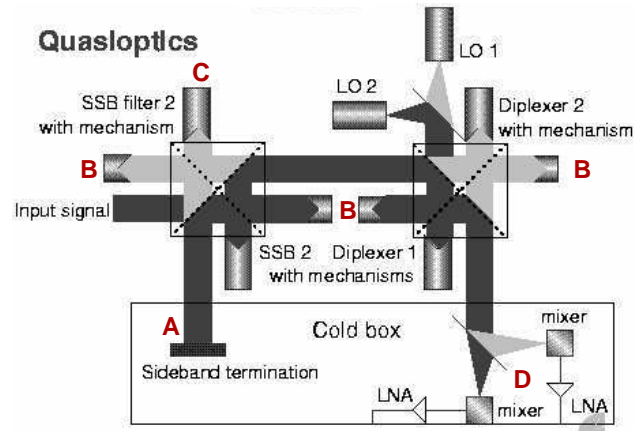
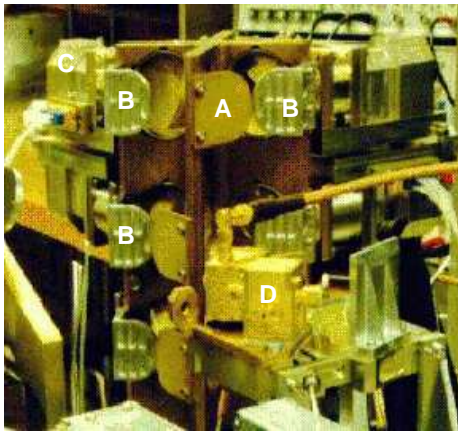


FIG. 2.29 – Gauche : Photographie de la tour de diplexage au niveau du canal A. Droite : schéma de principe de l'étape de rejection (gauche) et de diplexage (droite). A : terminaison bande image, B : optiques de renvoi pour la rejection et diplexage, C : mécaniques de rejection, D : blocs mélangeurs

posante parasite supplémentaire sur laquelle nous reviendrons par la suite. Une autre caractéristique des spectres obtenus est la présence systématique d'un niveau de fond continu s'élevant à plusieurs Kelvins et variant selon le canal considéré. Cet excès n'est cependant pas surprenant et correspond très probablement à une composante additive due à des optiques "chaudes" sur la voie télescope (réflecteur primaire, absorbant présent à la périphérie du secondaire, etc) et non annulée par la procédure de modulation sur une voie ciel indépendante ($T_{ON} - T_{OFF} \neq 0$).

Afin de comprendre l'origine de la première composante, j'ai réalisé une étude statistique des paramètres définissant la sinusoïde caractérisant l'onde stationnaire. Les paramètres ajustés sont (i) la période du sinus, (ii) son amplitude et (iii) l'excès continu sur laquelle s'appuie la sinusoïde. La figure ?? résume le comportement de ces paramètres. On note une période moyenne de l'ordre de 225 ± 15 GHz, ce qui correspond à une longueur de 67 ± 4 cm. L'excès oscille autour de 6 K pour le canal A (549 GHz) et 13 K pour le canal B (555 GHz), avec des variations modulées selon la position sur l'orbite. Un élément important est l'apparente corrélation existant entre l'amplitude de l'onde stationnaire et le niveau d'excès observé. Ceci suggère très fortement que le système d'onde stationnaire résulte du déséquilibre entre les niveaux de fond sur les voies télescope et ciel respectivement. Il est cependant impossible que l'onde en elle-même soit créée au niveau des optiques du télescope car aucun élément n'offre de surface perpendiculaire à l'axe des faisceaux. On note de plus qu'une onde parfaitement similaire est observée sur les signaux d'étalonnage ($T_{cal} - T_{OFF}$), et ceci malgré la conception précautionneuse de la charge chaude. Ceci montre que l'onde prend naissance dans une partie du système optique commune à toutes les voies de mesure (télescope, ciel, charge). C'est le cas de la tour de diplexage contenant les mécaniques et optiques de rejection de bande. Après discussion avec les ingénieurs d'Odin, il s'est avéré que la charge absorbante servant de terminaison de bande image offrait une surface parfaitement orthogonale au signal reçu et se trouvait à un chemin optique de l'ordre de 73 cm par rapport aux cornets des mélangeurs. Nous interprétons donc l'onde stationnaire observée comme la modulation au sein de la tour de diplexage (composante multiplicative) de l'excès d'émission dû à la voie télescope (composante additive).

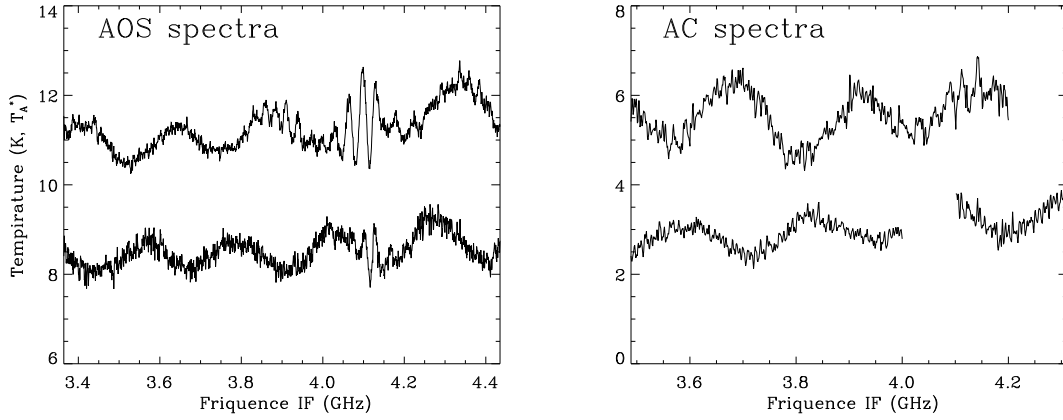


FIG. 2.30 – Exemple de spectres obtenus avec Odin. Gauche : spectres échantillonnés par l'AOS dans deux configurations de récepteurs. Droite : spectres échantillonnés par l'autocorrélateur, l'AOS étant connecté (spectre du haut) ou non (spectre du bas). Dans ce dernier cas, un morceau de spectre reste manquant.

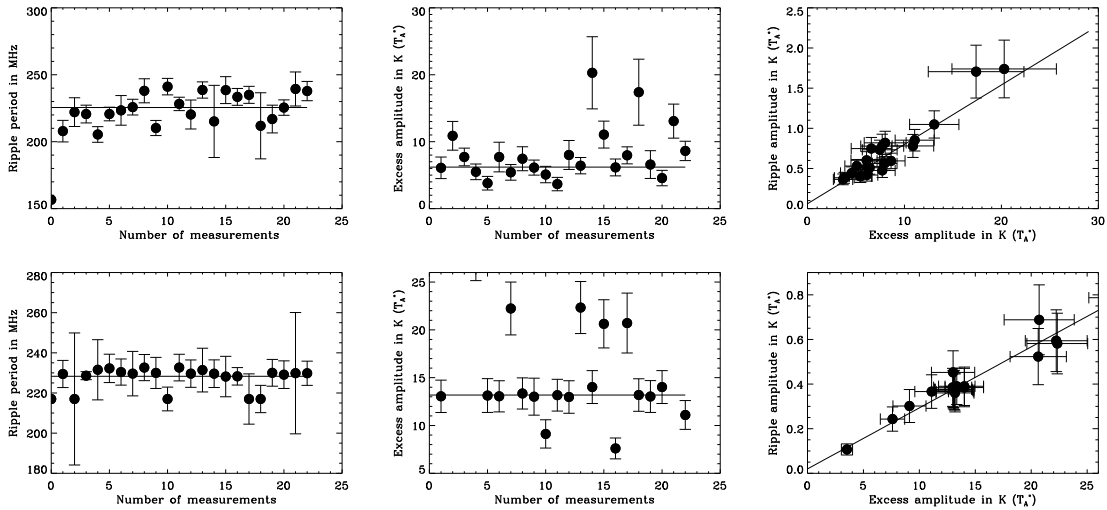


FIG. 2.31 – Statistique sur les paramètres caractérisant l'onde stationnaire vue sur chacune des voies (haut : voie A, bas : voie B). Les moyennes pondérées (4 diagrammes de gauche) et l'ajustement pondéré sont représentés par les droites en trait plein.

L'amplitude exacte de cette onde, et *a fortiori* de l'excès voie télescope, reste malgré tout difficile à comprendre de manière complète. En particulier, la variation de son niveau selon le récepteur utilisé est peu cohérente avec le fait que l'excès provient d'éléments optiques communs à toutes les voies. Cependant, il apparaît que le niveau effectif de l'apodisation obtenue sur le secondaire peut différer selon les mélangeurs (Torschinsky, communication privée). Ainsi, des écarts à l'apodisation théorique (de 17 dB) de l'ordre de plusieurs dB peuvent exister pour les canaux A, B et C, pouvant en partie expliquer les différences sur le niveau de fond de la voie télescope. A ceci doivent s'ajouter d'éventuelles différences dans l'efficacité du couplage à la terminaison de la bande image pour chacun des canaux.

Au final, il s'avère relativement difficile d'aboutir à un modèle précis de la composante sinusoïde résultant de ce système d'ondes stationnaires et de considérer un traitement purement mathématique de ce problème de ligne de base. Aucune modification n'étant *a posteriori* possible sur la configuration de la tour de diplexage, c'est donc la composante additive qui doit être ramenée à un niveau négligeable. Étant donnée la grande stabilité du reste des composantes multiplicatives (gain global) de la réponse instrumentale, la solution consiste donc à revenir à un schéma de modulation sur ciel froid à travers la voie télescope uniquement. Cette modulation de type PSW requiert malheureusement de longs temps morts afin de bouger le télescope entre les positions ON et OFF.

Comme mentionné ci-dessus, une autre composante parasite est systématiquement observée sur les spectres de l'AOS. Cette composante ne peut être facilement rapportée à une simple représentation sinusoïde et rappelle des signaux de type franges d'interférence. Leur forme précise, ainsi que les positions auxquelles elles sont observées sur la bande IF varient selon les récepteurs connectés à l'AOS. De plus leur intensité absolue varie selon les jeux de détecteurs utilisés et semblent diminuer significativement lorsque certains OL s'avèrent être non-alimentés (Fig 2.30). L'origine exacte de cette composante reste à ce jour encore inexplicée mais les résultats de premiers tests programmés spécialement tendent à suggérer une contamination due à des éléments internes au système. Ces tests ont également montré que la composante était observée à un niveau très faible dans les spectres de l'autocorrélateur monté en parallèle à l'AOS, disparaissant totalement dans le cas où ce dernier était déconnecté (Fig 2.30). Des tests supplémentaires sont nécessaires, en particulier afin de mettre ou non hors de cause chacun des OL, la responsabilité de l'AOS n'étant encore pas totalement établie.

2.2.5 Optimisation des modes d'observation et de l'exploitation des données

Hormis quelques cas particuliers, la réflexion et les études conduites dans les sections précédentes ont considéré l'instrument sous une forme que l'on pourrait qualifier de *statique*. Afin d'avoir une idée complète de l'étalonnage *en opération*, nous devons prendre en compte chacun des modes d'observation et analyser leurs effets à la fois sur l'étalonnage des données et de l'instrument. D'une manière générale, c'est la "*calibrabilité*" du mode qui doit avant tout être établie. Cette analyse est primordiale dans la phase actuelle du projet car on sait par avance que les nombreuses déclinaisons possibles de modes d'observation ne pourront toutes être retenues car trop longues à tester et qualifier une fois en orbite. La notion d'étalonnage d'un mode d'observation (cf 2.2.3) est rendue nécessaire car la procédure d'acquisition des données peut modifier sensiblement la réponse du système, ou ajouter des contributions parasites au signal en amplifiant ou réduisant les défauts

instrumentaux. Comme nous l'avons déjà souligné précédemment, le principal élément dimensionnant de ces effets est la stabilité sur un intervalle de temps donné. Une étape supplémentaire du travail d'étalonnage consiste alors à optimiser la distribution du temps d'observation afin de maximiser l'efficacité d'un mode, mais surtout le rendement global de la mission. Un des produits de ce travail est l'*estimateur de temps d'observation*, outil essentiel à la planification des opérations en vol.

L'étalonnage d'un mode d'observation n'est cependant pas suffisant. Dans la perspective d'un retour optimal de la mission, nous devons anticiper certaines des applications de HIFI et nous assurer que les données seront exploitables sur le plan scientifique. Un cas typique concerne la comparaison de données acquises sur tout le domaine de fréquences et, de ce fait, avec des résolutions angulaires pouvant varier d'un facteur 4. Cela implique une réflexion sur l'adaptation possible de modes d'observations existants (voir par exemple l'étude ci-après), mais aussi un travail de fond sur des techniques originales de traitement du signal utilisant la totalité de l'information mesurée.

Les modes d'observation de HIFI

Nous ne donnons pas ici la liste complète de tous les modes d'observations anticipés pour HIFI (pour cela, on renvoie à Ossenkopf 2002a). Nous nous limiterons aux modes principaux, ainsi qu'à ceux encore peu connus et dont l'utilisation paraît prometteuse. On s'intéresse ici également aux effets de chacun de ces modes sur la qualité des données obtenues. On distinguera d'une manière générale les modes *balayés* (intégration et mouvements simultanés) utilisés en cartographie, des modes *pointés* (intégration sur position fixe). Ces derniers ont été décrits de manière détaillée en 2.1.5 et nous en rappelons ici simplement les éléments importants pour notre discussion.

Modes pointés

Les trois modes pointés de HIFI correspondent aux PSW (*Position Switching*), DBS (*Dual-Beam Switching*) et FSW (*Frequency Switching*) introduits en 2.1.5. A la différence de la plupart des télescopes au sol, l'excursion spatiale requise en mode DBS ne sera pas réalisée au niveau du secondaire, mais par une optique interne au plan focal (miroir M6). Le décalage obtenu sur le ciel sera d'au plus 1.5' de part et d'autre de l'axe du télescope. On note que la direction de cette excursion sera fixe dans le plan focal, si bien que différentes positions OFF observées dans ce mode varieront avec le temps. Si la source est effectivement suffisamment isolée, ceci ne devrait avoir aucune conséquence significative. La fréquence standard de modulation du miroir sera de 0.5 Hz à 0.125 Hz, avec un mode rapide prévu à 4 Hz. Ce dernier mode, non encore confirmé, est requis dans le cas d'observations à faible résolution spectrale (extra-galactique par exemple) pour lesquelles on sait que le temps d'Allan diminue sensiblement (Schieder & Kramer 2001). Comme déjà souligné, ce mode devrait permettre l'annulation des ondes stationnaires créés sur le secondaire sous réserve d'un équilibre parfaitement symétrique et d'une stabilité du chemin optique conforme aux spécifications (cf 2.2.4). Le mode FSW quant à lui devrait permettre des observations avec un saut de fréquence de l'ordre de 20 MHz, le changement de fréquence OL nécessitant environ 1 s. Enfin, le mode PSW ne devrait être que marginalement utilisé dans la mesure où les temps de mouvement du satellite seront non-négligeables devant les temps de stabilité du système.

Une procédure d'observation supplémentaire pourra faire usage de chacun de ces modes pointés. Il s'agit des relevés spectraux réalisés sur une ou plusieurs bandes (*Frequency Sur-*

vey, notés **FS** par la suite). Dans ce mode, l'OL parcourt les bandes de HIFI par sauts de plusieurs MHz, rendant très probablement nécessaire un étalonnage sur charges internes à chaque réglage. L'exploitation de ces données requiert de plus une déconvolution des spectres DSB en simple bande. Un travail de simulation important a été réalisé (Comito & Schilke 2002b) afin d'optimiser les méthodes de reconstruction fondées sur le *maximum d'entropie* (Sutton *et al.* 1995, Schilke *et al.* 2001). Ces simulations incluant erreurs de pointage, erreur de rapports de gains de bandes latérales et dégradation du rapport signal-à-bruit dû aux temps morts (à temps total fixe, moins de temps passé sur source) montrent en particulier l'importance d'une redondance élevée des mesures, redondance qui de plus doit être réalisée à intervalles de fréquences irréguliers. Elles montrent également la sensibilité des conclusions scientifiques aux effets de résolution spatiale (sur source structurée à ces échelles) lorsque la fréquence augmente. Enfin, des résultats préliminaires semblent prouver la faisabilité de la méthode pour des relevés effectués en **FSW**, la redondance permettant de plus de s'abstenir de la procédure de "pliage" décrite figure 2.8, qui crée des composantes négatives dans le spectre final.

Modes balayés

Du fait de sa grande sensibilité, les modes de cartographie seront très importants pour HIFI. Une première catégorie revient à utiliser les modes pointés sur des positions successivement décalées sur le ciel afin d'obtenir la couverture désirée. Un raffinement de cette méthode consiste à partager (**FSW** exclu) la mesure sur position **OFF** entre plusieurs positions **ON** (schéma connu sous le nom de *Raster Mapping*, **RM**). Une variante de cette approche consiste à ne faire *a priori* aucune distinction entre **ONs** et **OFFs**, et à utiliser *a posteriori* certaines des positions du champ comme mesures du ciel froid. Cette alternative requiert une grande stabilité du système car les mesures **ON** et **OFF** effectives peuvent s'avérer séparées d'intervalles de temps importants. L'autre procédure de cartographie prévue sur HIFI consiste à balayer de façon continue des portions du ciel moyennant un mouvement régulier du satellite. Cette technique, dite "à la volée" (ou *On-the-Fly*, **OTF**), n'est réservée qu'à des sources d'intensité suffisamment élevée car elle implique des temps d'intégration par position souvent bien inférieurs à ceux des modes pointés. Elle permet cependant un haut rendement observationnel car aucun temps mort n'est requis entre positions successives. Des mesures sur ciel froid sont optionnellement effectuées entre un ou plusieurs balayages, et partagées par de nombreux points. Si n_d positions sont observées avec un intervalle de temps élémentaire t_{ON} , on peut montrer que le rapport signal-à-bruit du signal différentiel sera minimisé pour une mesure sur ciel froid de durée $t_{OFF} = t_{ON} \times \sqrt{n_d}^5$.

Ce mode de balayage sera proposé en combinaison avec deux des modes pointés mentionnés ci-dessus, à savoir le **DBS** et le **FSW**. Ces degrés de sophistication, bien qu'encore peu testés, commencent à être implémentés de façon expérimentale sur certains télescopes

5. Si l'on écrit, $t_{OFF} = c \times t_{ON}$, le bruit dans un pixel est donné par $\sigma_p = \sqrt{\frac{1+c}{c t_{ON}}}$. Or, si n_d pixels **ON** sont observés pour un **OFF**, le temps total vaut $T_{tot} = (c + n_d) t_{ON}$, et

$$\sigma_p^2 = \frac{(1+c)(c+n_d)}{c T_{tot}} \quad (2.77)$$

La condition de minimisation s'écrit alors :

$$\frac{\partial (\sigma_p^2)}{\partial c} = 0 \iff c = \sqrt{n_d} \quad (2.78)$$

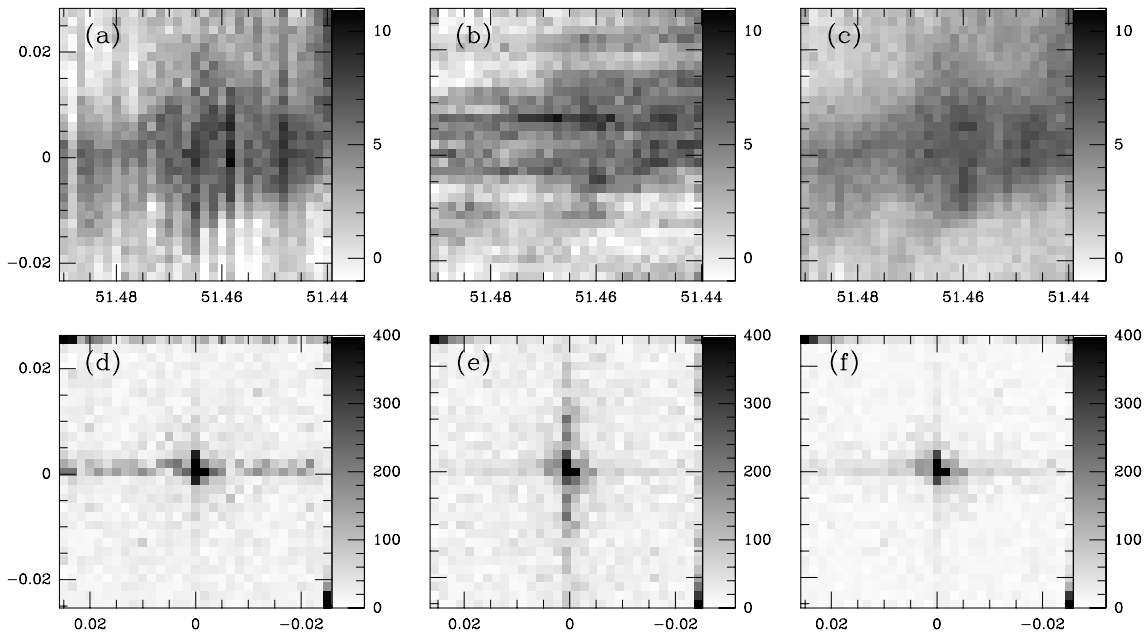


FIG. 2.32 – *Illustration des bandes visibles sur les cartographies OTF. [a] et [b] : balayages verticaux et horizontaux respectivement, donnant lieu à de fortes fréquences spatiales dans le domaine de Fourier ((d) et (e)). A droite, on applique l’algorithme PLAIT (Emerson 1988). Les bandes ont apparemment disparues ((c)) et seul un domaine réduit de fréquences spatiales subsiste ((f)).*

au sol. La combinaison avec le FSW en particulier a récemment été qualifiée avec succès sur le 30-m de l’IRAM Grenade (Sievers, communication privée), et en fera, sur le principe, le mode le plus efficace disponible sur HIFI. La combinaison OTF-DBS, récemment testée au CSO sur la matrice hétérodyne CHAMP (Schilke communication privée), est quant à elle à rapprocher des techniques classiques de cartographie du continuum à l’aide de matrices de bolomètres. Dans ce mode particulier, le *chopper* est modulé à fréquence constante entre deux positions bougeant avec le balayage simultané. Des points de la couverture seront donc vus successivement dans les phases dite “positives” et “negatives” respectivement. La direction d’excursion du *chopper* par rapport à celle du balayage a une importance significative pour la reconstruction des données (voir par exemple 3.3.3), pourtant, sur HIFI, celle-ci sera difficilement adaptable. A ce niveau, une réflexion en profondeur doit être effectuée afin de construire les configurations de cartographie optimales, ainsi que les algorithmes de traitement associés.

Plusieurs types de dégradation sont à associer aux signaux obtenus en OTF. Tout d’abord, l’acquisition de données par balayage à vitesse constante entraîne un léger élargissement du lobe théorique de l’instrument. Comme les données sont le plus souvent reprojétées sur une grille régulière adéquatement choisie, on compense généralement cet effet par un sur-échantillonnage le long de la direction de balayage. Une étude récente (Beuther *et al.* 2000) montre cependant qu’en respectant simplement le critère de Nyquist (échantillonnage à $\theta_{mb}/2$), l’élargissement du lobe ne devrait pas excéder 4%. Cette estimation n’est valable que si l’échantillonnage effectif tenant compte des incertitudes de pointage et de temporisation respecte le critère requis. Dans les cas de balayages ra-

pides, l'élargissement peut donc être plus important et avoir des conséquences sensibles selon la structure à petite échelle du champ couvert (voir 2.2.5). Un autre effet affectant communément les données OTF est l'apparition de bandes sur les cartes. Ces artefacts apparaissent typiquement par conditions atmosphériques instables et rendent compte de variations non seulement du fond de ciel, mais aussi du gain du système sur des échelles de temps inférieures à celles du balayage. De ce fait, la modulation sur position OFF ne compense que partiellement ces variations et des déséquilibres entre points subsistent. La figure 2.32 illustre de tels effets sur des couvertures obtenues selon des directions orthogonales.

Une technique proposée par Emerson & Gräve (1988) permet d'améliorer la qualité de telles cartes de manière significative. Elle consiste à cartographier le champ selon plusieurs directions de balayage et à combiner les couvertures dans l'espace des fréquences spatiales. Dans cet espace, les bandes sont caractérisées par une composante forte de direction et fréquence données. Moyennant une pondération judicieusement choisie, la combinaison des diverses cartes restreint ces fréquences spatiales à un domaine commun à toutes les couvertures et associé à des structures faibles dans le champ final. La correction obtenue est optimale dans le cas de couvertures orthogonales. Les principes et résultats de cette technique sont présentés figure 2.32.

Dans le cas de la combinaison, OTF-DBS, des effets différents sont anticipés (cette technique n'a à notre connaissance jamais été utilisée en spectroscopie). Ils sont liés à la fréquence de coupure spatiale associée à la distance séparant les deux phases du *chopper*. A cette fréquence, aucune information n'est disponible et les méthodes de reconstruction dans l'espace de Fourier provoquent l'apparition d'artefacts de positions périodiques (voir par exemple Emerson *et al.* 1979). De plus amples détails seront donnés dans la description d'observations bolométriques réalisées selon cette technique en section 3.3.3.

Optimisation du temps d'intégration

Approche théorique : analyse de variance d'Allan

Une approche théorique de l'optimisation des temps d'intégration consiste à rapporter chacun de ces temps au temps de stabilité du système mesuré sous la forme du temps d'Allan t_A (cf 2.1.1). On peut voir ce paramètre comme l'instant à partir duquel le bruit de dérive du système (de spectre du type $1/\nu^2$ à $1/\nu^3$) devient dominant devant le bruit blanc du signal (cf fig 2.2). Ceci signifie que le bruit résultant d'une intégration dépassant cette durée ne sera plus donné par la formule classique des radiomètres, mais augmentera comme le montrait déjà l'équation 2.6. En réalité, lorsque $t = t_A$, le bruit a déjà doublé par rapport au simple bruit radiométrique (si $\beta = 1$, cf 2.1.1). Un récent travail (Schieder & Kramer 2001) s'intéresse en particulier à l'application de cette approche dans des cas concrets d'observations sur instruments millimétriques et submillimétriques. L'idée est de trouver un compromis entre minimisation des temps morts entre intégrations et maximisation du rapport signal-à-bruit tenant compte des limitations dues au bruit de dérive. Si l'on note t_d le temps mort entre ON et OFF, et N le nombre de positions ON observées par position OFF, ces auteurs proposent une formule empirique donnant le temps d'intégration optimal tenant compte de tous les effets mentionnés ici :

$$t_{\text{ON}} = 0.53 \times \frac{t_A}{N^{0.69}} \left(\frac{t_d}{t_A} \right)^{0.23} \quad (2.79)$$

Cette formule est peu sensible au choix de la forme exacte du spectre de puissance du bruit de dérive (en supposant cependant $2 < \beta < 3$). Le temps optimal apparaît entièrement déterminé par le temps d'Allan (connu pour une résolution donnée), t_d , et dépend de l'élément de résolution spectral au travers de t_A selon la loi :

$$t'_A = t_A \times \left(\frac{\delta_\nu}{\delta'_\nu} \right)^{1/(\beta+1)} \quad (2.80)$$

Le cas $N = 1$ correspond aux positions pointées telles que le PSW ou le DBS. La seule différence provient du temps mort, très inférieur dans ce dernier cas. Sur HSO/HIFI, une observation de type PSW réalisée sur une position OFF située à $10'$ ($t_d \sim 45$ sec.) implique des temps d'intégrations optimaux de l'ordre de 60 sec. ($t_A \sim 150$ sec. pour $\delta_\nu = 1$ MHz, Ossenkopf 2002a). En DBS, $t_d \sim 25$ msec implique des temps de l'ordre de 10 sec. et moins pour une résolution spectrale dégradée (fréquence de balancement de 0.1 à 0.5 Hz en mode lent). En mode balayé, on suppose le temps OFF donné par la loi décrite ci-dessus (cf note de pied de page n° 5), si bien que pour un nombre d'échantillons grand (par exemple $N > 15$ si $t_d/t_A = 0.1$, ou $N > 200$ si $t_d/t_A = 0.01$!), le temps d'un cycle ($t_d + t_{\text{OFF}} + N \cdot t_{\text{ON}}$) peut excéder t_A . Dans ce mode d'observation, la contribution au bruit venant de la mesure OFF devient négligeable devant le bruit de mesure de chaque échantillon, ce qui explique le relâchement du critère de Allan.

Paramètres instrumentaux

Comme souligné ci-dessus, la connaissance des temps caractéristiques instrumentaux est très importante dans l'effort d'optimisation du découpage du temps d'observation. D'un côté la mesure du paramètre de stabilité considéré ici devra représenter une étape importante des tests au niveau sous-système et intégré, mais également l'estimation de tous les temps morts nécessaires aux nombreux réglages (changement de fréquence OL, mise sous tension d'une bande complète), mouvements (changement de position satellite, rotation du *chopper* interne) et mesures annexes de routine (étalonnage interne). Une partie de ces tests apparaissent au titre de mesures d'étalonnage (UC-1.1.2).

Un des produits principaux de cette caractérisation est l'estimateur de temps d'observation, permettant une planification efficace des opérations journalières de la mission. De tels outils se sont sensiblement développés depuis quelques années et sont désormais proposés par certains observatoires (par exemple Teyssier 1999a, Phillips 2000). Ils s'avèrent très utiles afin de donner une vision réaliste du temps total nécessaire à une observation, temps assez souvent sous-estimé par l'observateur externe. Il doit de plus permettre à un plus grand nombre de scientifiques d'avoir accès à l'instrument en offrant une compréhension opérationnelle du système non limitée à un noyau d'initiés.

Application à un cas particulier: le *template beam synthesis*

Dans le cadre du travail d'optimisation du temps d'observation et du rendement scientifique de la mission, nous nous sommes intéressés au problème de l'utilisation de signaux collectés à des résolutions angulaires sensiblement différentes sur des sources présentant une structure spatiale non négligeable devant les lobes considérés. Sur HIFI, comme sur certains télescopes au sol, l'étude des conditions physico-chimiques dans le domaine de fréquences accessibles à l'instrument peut impliquer la comparaison d'informations vues dans des lobes variant d'un facteur 3-4. Une solution communément utilisée consiste à cartographier l'émission vue dans les petits lobes sur une échelle correspondant à la taille

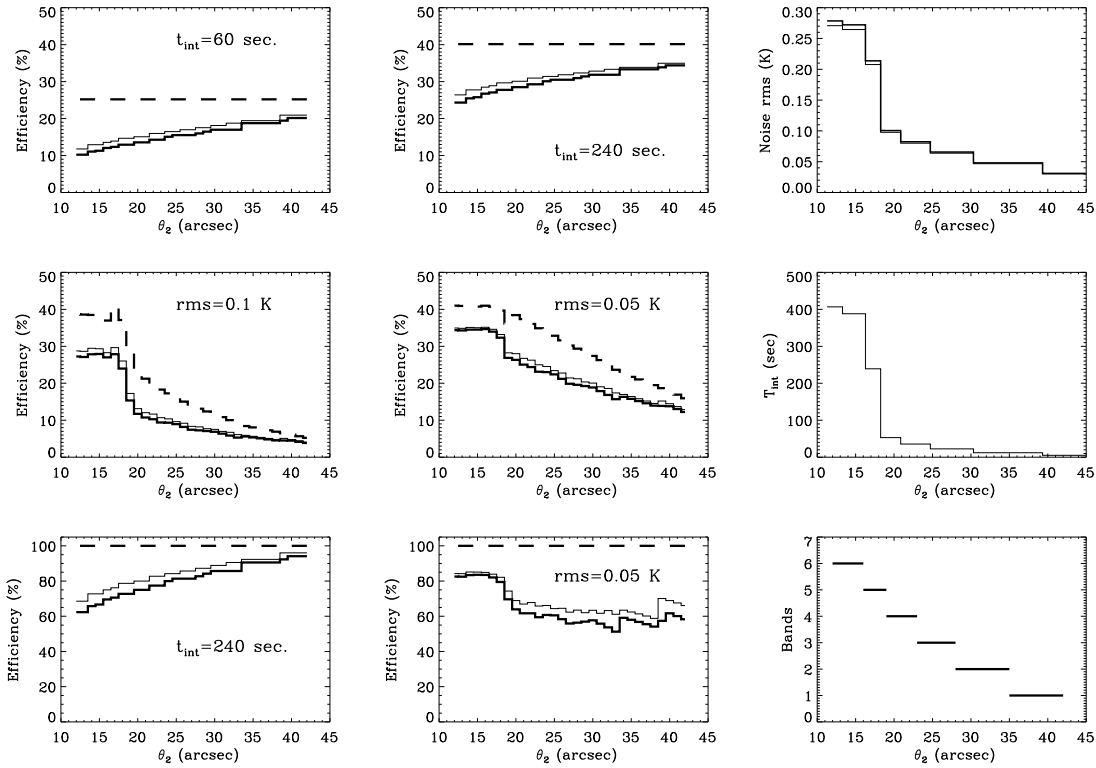


FIG. 2.33 – Simulation des efficacités d’observation dans le cas d’un relevé spectral complet sur les 6 canaux de HIFI: traits pointillés gras : PSW, traits pleins fins : TBS à 2 niveaux, traits pleins gras : TBS à 3 niveaux. θ_2 représente la taille du lobe le plus petit, le lobe le plus grand étant fixé à $45''$. Les efficacités sont données pour un temps d’intégration fixe sur tout le domaine (haut) ou un bruit rms constant (bas). Les diagrammes de droite illustrent respectivement les bruits rms atteints (pour les 2 cas de figure TBS, et tenant compte de la dégradation donnée au tableau E.2) et la forme supposée du temps d’intégration pour $\text{rms}=0.1\text{K}$ selon la fréquence. Les résolutions spatiales offertes par chaque canal sont rappelées.

du plus grand lobe, et à moyenner sur tous les pixels disponibles l’information reconvoquée. Cette technique ne tient cependant pas compte de la pondération spatiale intrinsèque à la détection avec le grand lobe, moins sensible par essence à l’émission située loin de son axe. La méthode présentée ici (*template beam synthesis*, TBS) propose un schéma de couverture spatiale par les petits lobes optimisant le rapport signal-à-bruit après reconvolution à la taille du grand lobe. Cette étude a fait l’objet d’un rapport technique distribué au groupe d’étalonnage et présenté en annexe E. Nous en résumons ici les principes et soulignons les résultats principaux.

Considérons le cas de deux observations pointées réalisées avec des lobes de tailles différentes sur une source étendue de distribution de température de brillance non uniforme. Si l’information spatiale manquée par lobe le plus étroit est collectée sous forme de carte, on peut montrer que le bruit final (après reconvolution et moyenne des pixels) est minimisé pour une couverture dont la distribution du rapport signal-à-bruit suit exactement celle du noyau de reconvolution. Même si réalisé selon un mode de balayage, aucun instru-

ment ne permet de reproduire de façon continue une telle pondération (ceci requiert un contrôle extrêmement précis de l'accélération le long des balayages). L'alternative proposée ici consiste à approximer le noyau de convolution gaussien par une pyramide (aztèque) et donc à discrétiser la distribution du temps d'observation selon des sous-cartes concentriques de tailles différentes (Fig. E.1).

Nous avons alors cherché à déterminer la taille optimale de ces sous-cartes selon le nombre de niveaux choisis. Le critère d'optimisation consiste à minimiser le bruit théorique pour le spectre synthétisé. Le tableau E.2 résume ces résultats (tailles de cartes en 1D) et montre l'effet du nombre de niveaux sur la dégradation du bruit final par rapport à une distribution de temps parfaitement gaussienne (voir rapport pour détails). On voit que l'amélioration du bruit ($\sqrt{\mathcal{R}_{\sigma^2}}$) n'est plus significative au-delà de 3 niveaux. On note également qu'une couverture uniforme (OTF classique) implique une dégradation du bruit de 32 % en 2D. Enfin, les performances sont inférieures dans le cas 2D, ce qui est dû essentiellement à l'impossibilité de reproduire la symétrie circulaire de la gaussienne, défaut non présent en 1D. Nous nous limiterons par la suite à des couverture à 2 ou 3 niveaux.

Une des questions principales de cette méthode (et de son équivalent à 1 niveau) concerne la surface sur laquelle la couverture doit s'étendre pour rendre compte de l'information non vue dans les lobes les plus étroits. Il n'y a probablement pas de solution précise à ce problème car cette taille peut dépendre fortement de la structure exacte (*a priori* inconnue) de la source à la fréquence considérée. Une solution intuitive consiste à étendre la cartographie sur deux fois le diamètre à mi-hauteur du noyau de convolution ($\theta_{\mathcal{K}}$). Afin de quantifier la légitimité d'un tel choix, nous avons simulé l'algorithme de reconstruction sur un jeu de sources représentatif et comparé le résultat à celui obtenu avec une taille de source optimale (déterminée en minimisant l'écart de l'intensité reconstruit à celle équivalente vue dans le grand lobe). Les simulations montrent que l'on s'écarte rarement de plus de 10 % de la reconstruction optimale, la couverture à 3 niveaux n'étant supérieure que de quelques %, ce qui devient non-significatif devant les incertitudes liées à l'étalonnage global. Une couverture d'étendue $2 \times \theta_{\mathcal{K}}$ peut donc être choisie de façon systématique.

Le dernier point concerne l'efficacité de la méthode face à une simple mesure pointée (qui *a priori* n'est pas rigoureuse pour des analyses multi-longueurs d'onde). Nous avons simulé l'implémentation de la méthode à deux applications d'importance majeure pour un instrument tel que HIFI, à savoir (i) la comparaison de transitions d'une même espèce observées à des résolutions spatiales différentes, (ii) un relevé spectral complet. D'une manière générale, c'est le temps d'intégration requis ($t_{\text{int}} = t_{\text{ON}} + t_{\text{OFF}}$) qui va dicter les performances d'une des méthodes par rapport à l'autre. En effet, le TBS partageant ce temps entre les diverses sous-cartes, une proportion plus importante de temps morts est susceptible de dominer le temps global si t_{int} est trop faible. Ce dernier cas implique de plus des vitesses de balayage parfois trop importantes sur le niveau le plus bas (couverture la plus large et temps le plus court). La figure ?? illustre les efficacités comparées pour plusieurs schéma d'intégration dans le cas où le bruit visé est fixé (t_{int} variable), et dans le cas où t_{int} est fixé, le bruit résultant se dégradant aux fréquences les plus hautes. On voit que la méthode TBS est toujours plus coûteuse que le PSW, le temps d'observation utile pouvant chuter de moitié dans les pires cas (-15 % efficacité). Dans tous les cas, le passage de 2 à 3 niveaux n'entraîne une baisse de l'efficacité que de quelques %, mais surtout une augmentation du flot de données de presque 75 %, ce qui peut poser problème dans certains cas de figure (cf Ossenkopf 2001). Ces relativement mauvaises performances sont cependant à mettre pour beaucoup sur le compte de la lenteur du HSO (on a supposé ici 5 sec. entre chaque balayage). Aux plus basses fréquences, on voit en particulier qu'aucun

mode ne permet une efficacité supérieure à 10 %. Ceci est confirmé dans le cas de relevés effectués en FSW (ici supposé idéal, $t_d = 0$, cf Fig. ??) où la seule différence provient du mouvement du satellite entre chaque balayage.

La grande sensibilité de HIFI implique des temps d'intégration relativement faibles pour des niveaux de bruit raisonnables. Le tableau E.4 montre combien l'application systématique de la méthode à un relevé sur tous les canaux de HIFI ne parvient pas à offrir des efficacités suffisantes devant le PSW. Augmenter t_{int} pour augmenter l'efficacité revient à forcer le niveau de bruit sous sa valeur requise, ce qui d'une part risque de se situer rapidement sous la limite de confusion spectrale, et d'autre part va à l'encontre d'une économie du temps d'observation global. Sur des cas isolés (comparaison de quelques raies à diverses fréquences), la technique prend cependant toute sa valeur dès que le rapport signal-à-bruit devient exigeant, ce qui est attendu aux longueurs d'onde les plus faibles, ou pour des espèces de températures de brillance peu intenses. Ceci sera très certainement le cas pour des molécules telles que H_2O ou O_2 , deux des espèces qui seront parmi les plus étudiées sur HIFI. Des observations récentes réalisées à l'aide de SWAS montrent effectivement que la détection de ces molécules dans les nuages sombres requiert des niveaux de bruit de l'ordre de quelques 10 mK (Snell *et al.* 2000), ou moins pour l'oxygène (Goldsmith *et al.* 2000). Ceci est aussi vrai dans le cas de comparaisons de données obtenues sur des antennes différentes, même si les questions d'inter-étalonnage subsistent. Dans tous les cas, on doit se souvenir que la mesure pointée simple peut fausser une partie des interprétations qui seront faites à partir de signaux collectés à des résolutions angulaires distinctes.

Perspectives

A cause de leur grande efficacité, les modes de cartographie balayés seront probablement privilégiés pour un grand nombre d'observations. Ceux-ci peuvent se décliner selon diverses formes combinant par exemple les modulations de type DBS ou FSW. L'utilisation de ces modes, extrêmement peu testés au sol, requiert un travail préalable de simulation afin d'adapter aux observations spectroscopiques d'éventuelles stratégies de cartographie et de réduction développées dans le cadre d'autres instruments. Une piste à explorer concerne en particulier les techniques de reconstruction du signal appliquées aux expériences dédiées à l'étude du fond cosmologique (Planck, Archeops) et fondées sur des méthodes d'inversion de matrice (voir par exemple Doré *et al.* 2001, et références incluses). Dans le cas de ces missions, aucune modulation sur le ciel n'est prévue et toute mesure est effectuée en puissance totale. Si les conditions offertes par le point L2 permettent un niveau de stabilité très supérieur à celui proposé par les instruments actuel, l'application de tels algorithmes pourraient autoriser une cartographie spectroscopique en puissance totale. L'accès à la dimension spectral joue également en notre faveur car elle contient une redondance importante quant à la caractérisation du bruit dont on doit s'affranchir sur chacune des cartes par canaux. A ce niveau, un travail original d'adaptation et de simulation est requis.

Deuxième partie

Application à des cas observationnels concrets

Chapitre 3

Études de condensations sombres dans le relevé ISO GAL

Contents

3.1 Le milieu interstellaire

Le cadre général de l'étude présentée ici s'inscrit dans la compréhension et la caractérisation de phases très denses du milieu interstellaire (MIS). Le MIS se rencontre partout dans notre univers et représente la majeure partie du volume de gaz et de poussière remplissant les galaxies. Dans la Voie Lactée, celui-ci ne correspond cependant qu'à un dixième de la masse totale des étoiles en son sein. Pourtant, chacune de ces composantes est à l'origine de l'autre: tandis que les étoiles injectent de façon permanente du gaz et de la poussière dans le MIS, celui-ci, sous l'effet de la gravité, s'effondre sur lui-même pour donner à son tour naissance à de jeunes étoiles. Ces deux processus sont intimement liés car l'intense activité due aux étoiles (supernovae, chocs, vents stellaires) contraint la structure du MIS, et par conséquent le taux de formation d'étoiles. D'autres agents tels que la turbulence ou le champ magnétique viennent s'ajouter à ces processus, rendant d'autant plus complexe la compréhension de l'évolution de ce milieu.

Le milieu interstellaire est majoritairement composé d'hydrogène ($\lesssim 90\%$ en nombre d'atomes), d'hélium à hauteur de presque 10% , puis d'atomes plus lourds et moins abondants, principalement du carbone et de l'oxygène. Une fraction importante de ces espèces se rencontre sous forme de grains. En général, on considère que la masse totale des poussières est dans un rapport $1/100$ à celle de l'hydrogène. Celles-ci ont des tailles pouvant aller de la dimension moléculaire (hydrocarbures aromatiques polycycliques, PAHs, Léger & Puget 1984, Allamandola *et al.* 1985) jusqu'à quelques dixièmes de microns. Elles sont composées en majorité de grains amorphes de carbone, graphite, silicates, ainsi que de glaces telles que l'eau. Des interactions importantes existent entre le gaz et la poussière. On notera en particulier les phénomènes de collage de molécules sur les grains à hautes densités et faibles températures (voir aussi 3.4.3), mais aussi la formation des molécules de H_2 sur la surface des grains à partir d'atomes d'hydrogène.

Cette réaction joue un rôle important dans les processus de chauffage du MIS, essentiellement sous forme d'énergie d'excitation. A ce processus s'ajoutent ceux liés au chauffage par rayons cosmiques, par effet photo-électrique sur les grains, ainsi que ceux associés au rayonnement infrarouge lointain ambiant, pouvant pénétrer facilement jusqu'à des profondeurs considérables au sein des nuages moléculaires. Les processus de refroidissement sont

eux presque totalement régis par le rayonnement d'atomes, ions et molécules excités par collision et transférant une partie de l'énergie cinétique du milieu sous forme de rayonnement. Dans le milieu diffus, celui-ci est dominé par les raies de structure fine des atomes et ions les plus abondants (CII et OI), et dont les niveaux concernés sont proches de celui du fondamental. Dans les nuages moléculaires, le refroidissement met essentiellement en jeu des espèces telles que CO et CI. A ce niveau, la question du refroidissement par l'eau et l'oxygène moléculaire reste relativement ouverte. Considérés par de nombreuses études comme parmi les agents principaux du refroidissement en phase dense, ils s'avèrent en réalité très peu abondants dans les nuages moléculaires, comme l'indiquent les récentes observations rapportées par SWAS (Goldsmith *et al.* 2000). Dans ce sens, Herschel a bien sûr un rôle tout particulièrement important à jouer (cf 1.4.1).

On distingue plusieurs phases dans le milieu interstellaire. Celles-ci sont généralement classées selon leur densité en hydrogène atomique ou moléculaire, leur température, leur dynamique, et leur degré d'ionisation. La phase la plus chaude correspond à un milieu inter-nuage dont le chauffage est fortement dominé par les chocs dus aux supernovae, ainsi que par la contraction gravitationnelle de la matière à très grande échelle. Ce milieu très peu dense ($n_{\text{H}} \sim$ quelques 10^{-3} cm^{-3}) est entièrement ionisé (on le dénomme souvent **HIM** pour *Hot Ionized Medium*) et à des températures de l'ordre de 10^6 K. A des densités $100\times$ plus élevées et des températures $T \sim 8000$ K sont associés deux milieux diffus notés **WNM** (*Warm Neutral Medium*) et **WIM** (*Warm Ionized Medium*). Ils sont essentiellement observés aux hautes latitudes galactiques. Enfin, la phase la plus froide ($T \leq 100$ K) et la plus dense ($n_{\text{H}} \geq 30 \text{ cm}^{-3}$) est appelée **CNM**, pour *Cold Neutral Medium*. On considère classiquement ces différentes phases comme étant proches de l'équilibre thermique et en quasi-équilibre de pression.

Il existe cependant des composantes plus petites du **CNM** pour lesquelles la pression thermique est bien supérieure à la celle du milieu interstellaire moyen. Ces régions, assimilées à des cœurs denses au sein de nuages molécules géants, présentent des températures très faibles ($(T \leq 30 \text{ K})$) et des densités pouvant s'élever jusqu'à 10^7 cm^{-3} . Ces régions sont très souvent opaques aux rayonnements dans le visible et l'UV et le visible, et se rencontrent essentiellement sous forme moléculaire. C'est dans cette catégorie que se placent par exemple les cœurs proto-stellaires en effondrement, lieux de formation stellaire en pleine activité. Enfin, certaines de ces condensations peuvent être opaques aux photons émis jusque dans l'infrarouge moyen, et sont pressenties comme des sites de formation d'étoiles massives. C'est de ce type d'objets dont il sera question dans les sections suivantes.

3.2 Le relevé ISOGAL

Le relevé ISOGAL (Omont *et al.* 1999) est l'un des principaux programmes conduits avec l'instrument ISOCAM (Cesarsky *et al.* 1996) à bord du satellite ISO. Combinant la haute résolution spatiale offerte par ISO ($3''$ - $6''$) à une détection multi-longueur d'onde (5 filtres entre 3 et $20 \mu\text{m}$), ce relevé s'est principalement axé autour des problèmes de distribution des diverses populations stellaires de notre Galaxie. Avec une sensibilité meilleure de deux ordres de grandeur par rapport à IRAS, il couvre un champ d'environ 15 degrés carrés autour du plan de la Voie Lactée ($|b| < 0.5^\circ$) et explorant des longitudes galactiques entre -80° ($+280^\circ$) et $+134^\circ$. Parmi les premiers résultats de ce relevé, Pérault *et al.* (1996) ont identifié une population de globules et filaments sombres apparaissant en absorption sur le fond diffus infrarouge à 7 et $15 \mu\text{m}$ (filtres LW2 et LW3 respectivement). Avec une sensibilité et une résolution angulaire légèrement moindre, le satellite MSX (Midcourse

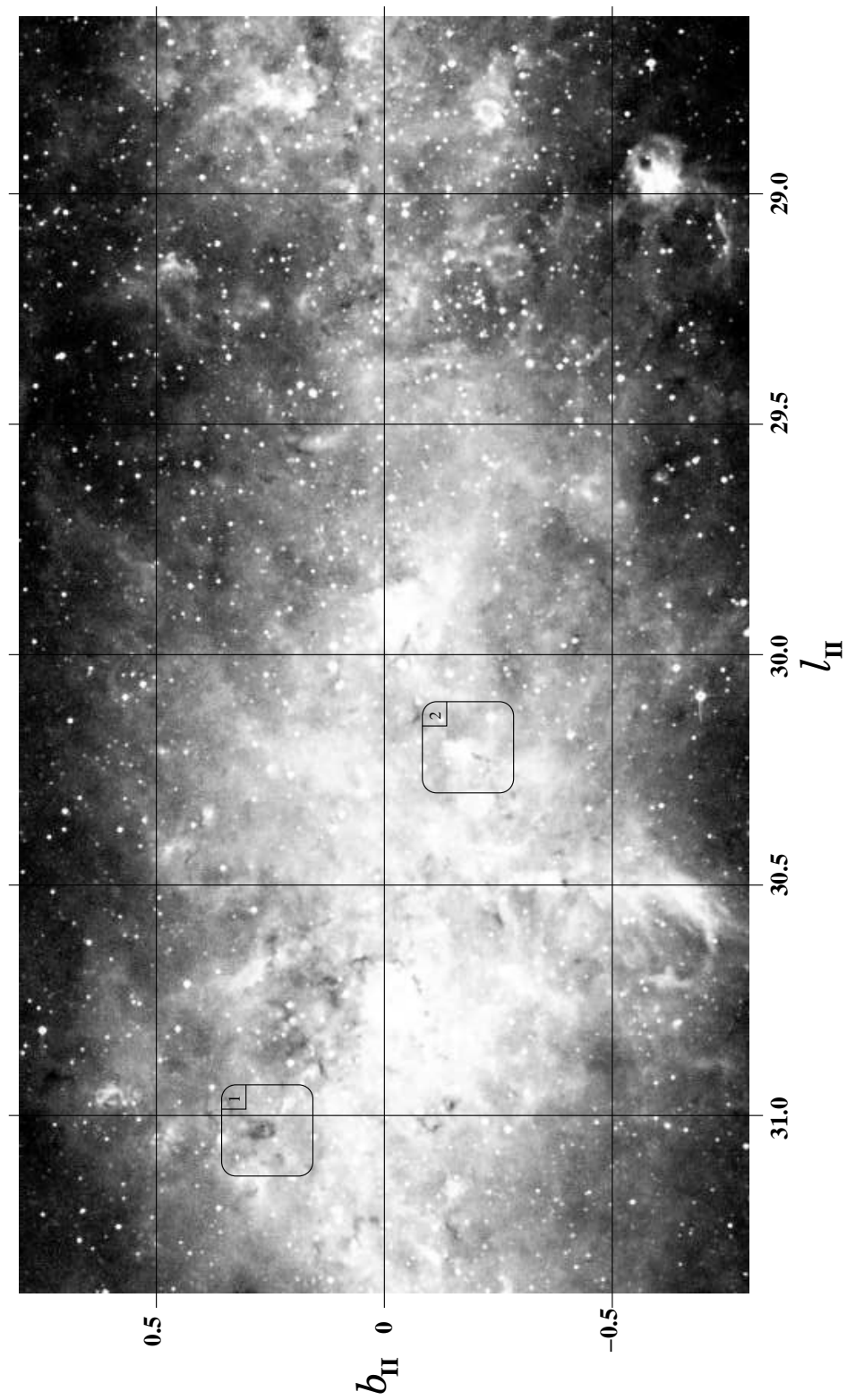


FIG. 3.1 – Champ observé par MSX à $8\ \mu\text{m}$ autour de la latitude galactique 29° , présentant de nombreux nuages sombres infrarouge, parmi lesquels les objets $DF+31.03+0.27$ (1, voir aussi Fig.3.21) et $DF+30.23-0.20$ (2, voir aussi Figs.3.2 et 3.20) dont il sera question dans cette étude.

Space Experiment, Price *et al.* 2001) confirma ce résultat peu après en proposant un relevé complet de la Galaxie entre 7 et 25 μm . La figure 3.1 présente un champ d'environ 4.5 deg^2 obtenu à 8 μm autour de la longitude 29°. Il montre de très nombreuses petites tâches sombres vues en contraste sur le fond infrarouge. Un comptage effectué dans le domaine $|b| < 0.5^\circ$, $91^\circ < l < 269^\circ$ révèle plus de 2000 de ces nuages sombres (Egan *et al.* 1998).

Une recherche systématique de tels objets dans le relevé ISOGAL a été réalisée par Hennebelle *et al.* (2001), et est présentée dans l'article I joint en annexe à ce travail (annexe G). Une approche fondée sur l'analyse en ondelettes des champs à 7 et 15 μm (Rué & Bijaoui) a permis d'extraire un catalogue d'environ 450 objets, la plupart étant situés dans l'anneau moléculaire ou des régions plus internes de notre Galaxie (cf Fig. 11 de l'article I). Une sélection de ces objets est présentée sur certaines des figures 3.9 à 3.23. En définissant pour chaque champ une intensité moyenne représentative des régions non absorbées, on peut exprimer le contraste observé dans les zones les plus éteintes. Le rapport de ces contrastes à 7 et 15 μm est de l'ordre de 0.75 ± 0.15 . Avec des opacités à 15 μm dans le domaine 0.5–1, ce résultat correspond à un rapport d'opacité entre les deux filtres $\tau_7/\tau_{15} = 0.7 \pm 0.15$, une prédiction en très bon accord avec le modèle d'émission des poussières de Draine & Lee (1984). Une analyse plus fine réalisée sur quelques uns des objets les plus opaques permet une estimation des opacités maximales à 15 μm , celles-ci restant cependant associées à des barres d'erreur non négligeables. Le tableau 1 de l'article I résume ces calculs. Avec des opacités de 1 et plus dans l'infrarouge moyen, les densités de colonne attendues sont supérieures à 10^{23} cm^{-2} , confirmant la nature *a priori* très condensée de ces objets. Ces résultats seront confirmés par l'étude conduite aux longueurs d'onde radio et présentée dans la section suivante. En particulier, nous utiliserons les opacités estimées ici afin de construire une distribution de l'extinction dans le visible pour une sélection de nuages sombres infrarouges.

3.3 Étude dans le domaine millimétrique

A la suite des résultats obtenus avec ISO, nous avons décidé de poursuivre l'étude de ces condensations dans le domaine des longueurs d'onde millimétriques. Plusieurs périodes d'observations ont été conduites aux télescopes de 30-m de l'IRAM, de 100-m d'Effelsberg (Max-Planck Institut à Bonn), de 4-m de Nanten (Université de Nagoya) et de 3-m de KOSMA (Université de Cologne), permettant d'accumuler un jeu de données conséquent dans de nombreuses molécules, ainsi que dans le continuum à 1.2 mm. Après un rappel des informations uniques offertes par les signaux émis à ces fréquences, nous décrirons en détail les observations et leur étalonnage, auquel une attention toute particulière a été portée. Nous résumerons également les principaux résultats de l'analyse et interprétation de ces données, présentées dans l'article joint en annexe G (article II).

3.3.1 Problématique

Assez peu de paramètres physico-chimiques peuvent être déduits des seules données d'imagerie dans l'infrarouge moyen. A ces longueurs d'onde, nous avons vu que les objets étudiés ici se caractérisent par une forte opacité, ce qui suggère d'importantes quantités de matière sur la ligne de visée. Le fait qu'aucune émission n'y est perceptible à 7–15 μm nous indique que ces condensations ont des opacités dans l'infrarouge moyen $\gtrsim 1$. Ceci correspond à des extinctions dans le visible élevées et suggère un milieu opaque et froid. De telles conditions sont particulièrement adaptées aux études dans les domaines centimétrique et millimétrique. A ces longueurs d'onde, la poussière est optiquement mince et observée

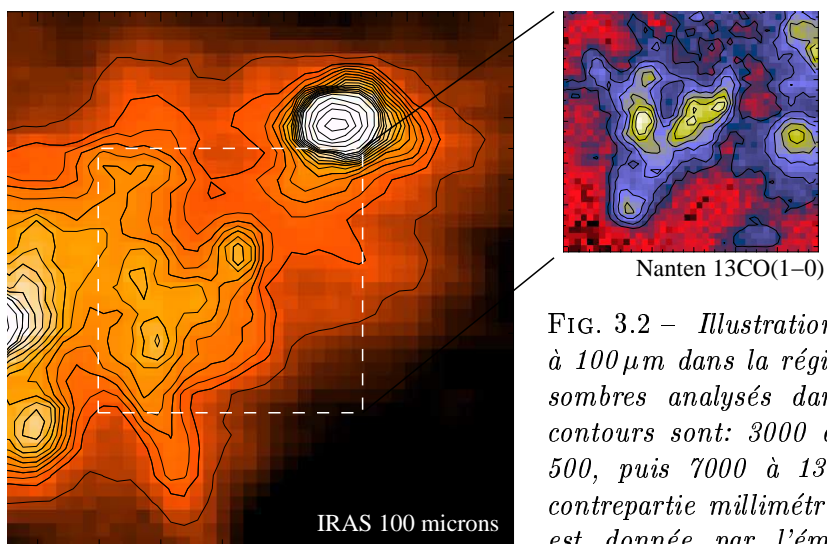


FIG. 3.2 – *Illustration d'un champ IRAS à $100\mu\text{m}$ dans la région d'un des nuages sombres analysés dans cette étude (les contours sont: 3000 à 6500 MJy/sr par 500, puis 7000 à 13000 par 1000). La contrepartie millimétrique de cette région est donnée par l'émission intégrée en $^{13}\text{CO}(1-0)$ observée à Nanten (voir Fig. 3.3 pour le champ complet).*

en émission due au chauffage par le champ de rayonnement environnant. Cette émission est proportionnelle à la densité de colonne de H_2 (cf 3.4.3). De même, de nombreuses transitions moléculaires sont facilement excitables à ces températures et hautes densités (CO , CS , HC_3N , etc). Certaines de ces espèces sont d'importants traceurs des conditions physico-chimiques au sein des nuages moléculaires et leur analyse fournit de nombreuses réponses quant aux phénomènes chimiques dominants. Enfin, notons l'importance de la troisième dimension offerte par la spectroscopie hétérodyne. Celle-ci donne accès à la structure en vitesse des objets observés et propose un premier diagnostic de la dynamique pouvant les animer. Cette dynamique est elle-même liée à l'histoire de ces nuages, c'est-à-dire la façon dont ils prennent naissance, leur évolution, ainsi que leur lien dans le cycle de formation des étoiles massives ($M \geq 10 M_\odot$). Cette problématique a relativement peu été abordée car ces dernières sont beaucoup moins abondantes que les étoiles de faible masse ($M < 1 M_\odot$) et se forment généralement dans des nuages plus lointains et difficiles à analyser en détail. En ce sens, les objets mis en évidence par ISO et étudiés dans le cadre de ce travail pourraient être de bons candidats comme sites de formation d'étoiles massives, typiquement des associations OB.

3.3.2 Information à grand champ

Même si ISO fut le premier à révéler les nuages sombres dans l'infrarouge moyen avec une précision de quelques secondes d'arc, certaines de ces condensations étaient déjà visibles sur les images IRAS à 12, 25, 60 et $100\mu\text{m}$. La figure 3.2 illustre un de ces champs à $100\mu\text{m}$ contenant l'un des objets sélectionnés pour l'étude aux ondes radio (DF+30.23-0.2, voir figures 3.19 et 3.20). Une première cartographie grand champ a été réalisée en $^{13}\text{CO}(1-0)$ sur le télescope de Nanten situé au Chili (observations effectuées par F. Zagury). Ces données sont rassemblées sur les figures 3.3 et 3.4. Comme l'indiquent les carrés symbolisant l'emplacement des nuages sombres détectés par ISO, ces objets semblent correspondre aux parties les plus denses de structures étendues correspondant à

Nom	RA (J2000)	Dec (J2000)	Nom	RA (J2000)	Dec (J2000)
DF+04.36−0.06	17:58:57.12	-25:13:20.9	DF+30.31−0.28	18:50:14.99	-02:24:23.4
DF+09.86−0.04	18:10:36.61	-20:25:16.7	DF+30.36+0.11	18:48:58.47	-02:11:25.4
DF+15.05+0.09	18:20:34.34	-15:47:46.1	DF+30.36−0.27	18:50:18.27	-02:21:26.6
DF+18.56−0.15	18:28:08.34	-12:48:00.1	DF+31.03+0.27	18:49:36.29	-01:30:59.7
DF+18.79−0.03	18:28:08.35	-12:32:26.4	DF+36.95+0.22	19:00:29.04	+03:44:49.5
DF+25.90−0.17	18:41:50.26	-06:17:4.08	DF+51.47+0.00	19:28:46.99	+16:40:53.4
DF+30.23−0.20	18:49:49.16	-02:26:30.2			

TAB. 3.1 – *Liste des sources observées et de leurs coordonnées équatoriales.*

des nuages moléculaires géants (GMCs) froids recensés lors de relevés plus anciens (par exemple Sanders *et al.* 1986).

3.3.3 Observations au 30-m de l’IRAM

A quatre occasions nous avons eu l’opportunité d’utiliser le télescope de 30-m de l’IRAM situé en Espagne dans la région de Grenade. Ces observations dans un domaine de fréquences s’étendant de 80 à 230 GHz ont permis de rassembler une collection de cartes et spectres sur une sélection de nuages sombres répartis entre les longitudes $l = 4^\circ$ et $l = 51^\circ$ (cf tableau 3.1). Ces observations ont été réalisées à la fois en mode spectroscopique et en mode continuum et ont parfois demandé le développement de schémas d’étalonnage originaux, décrits dans les paragraphes suivants. La liste des raies et transitions sondées est donnée dans le tableau 1 de l’article II (annexe G).

Observations hétérodyne

Les récepteurs hétérodynes de l’IRAM permettent des observations en simple bande avec des réjections de l’ordre de 13-30 dB selon les voies. L’étalonnage interne est de type *chopper wheel*, la mesure sur corps noir froid apparaissant dans le coefficient T_{cal} (éq. 2.45) étant réalisée sur le ciel. Il utilise le modèle d’atmosphère développé par Cernicharo (ATM, 1985) et applique des efficacités déduites d’observations de planètes, de sondages de l’atmosphère à diverses élévations (skydip) et de comparaison régulière du bruit de système à l’émission des charges internes chaude et froide, pour corriger l’absorption atmosphérique. L’étalonnage par défaut place donc les données dans une échelle T_A^* , et corrige des variations de gains en élévation (Greve *et al.* 1998a). Enfin, ce télescope propose un modèle de lobes d’erreur (Greve *et al.* 1998b), dans lequel le lobe total est composé du lobe principal et de 3 lobes d’erreur de tailles différentes. Nous avons utilisé ce modèle afin de convertir nos données dans une échelle tenant compte de l’étendue de nos sources par rapport à ces lobes (voir ci-après).

Etalonnage de la réponse instrumentale

La plupart des observations hétérodynes ont été réalisées dans le mode de cartographie OTF, sur des champs de 1.4 à 4 minutes d’arc carrés. Comme l’illustrent les couvertures grand champ, il est difficile d’obtenir des régions totalement libres d’émission dans un voisinage proche de nos sources. Cependant, la qualité des lignes de base sur les cartes peut être significativement altérée si trop de temps est dépensé à chercher une référence plus lointaine. Les cartes ont donc été construites à l’aide de positions OFF proches contenant

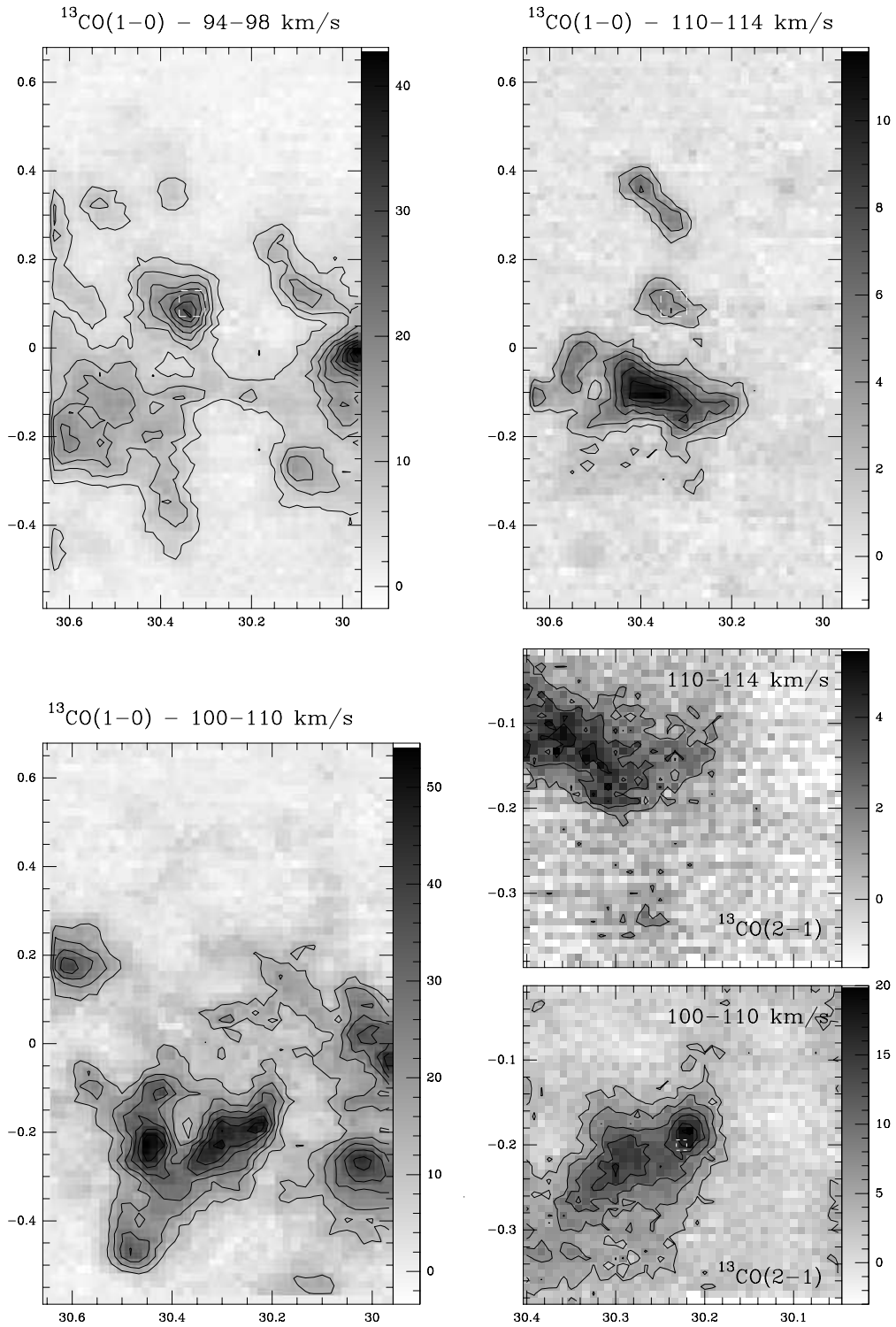


FIG. 3.3 – Cartes grand champ obtenus aux télescopes de NANTEN ($^{13}\text{CO}(1-0)$) et KOSMA ($^{13}\text{CO}(2-1)$) dans la région contenant les champs DF+30.23-0.20 et DF+30.36+0.11, pour différentes composantes de vitesse. Les contours sont (gauche à droite, haut en bas): 5-45/4 K km s^{-1} , 2-12/2 K km s^{-1} , 13-48/7 K km s^{-1} , 1.5-4.5/1.5 K km s^{-1} et 4-19/3 K km s^{-1} . Les carrés blancs indiquent la taille et la position du champ observé au 30-m. Les coordonnées sont galactiques (l^{II} , b^{II}).

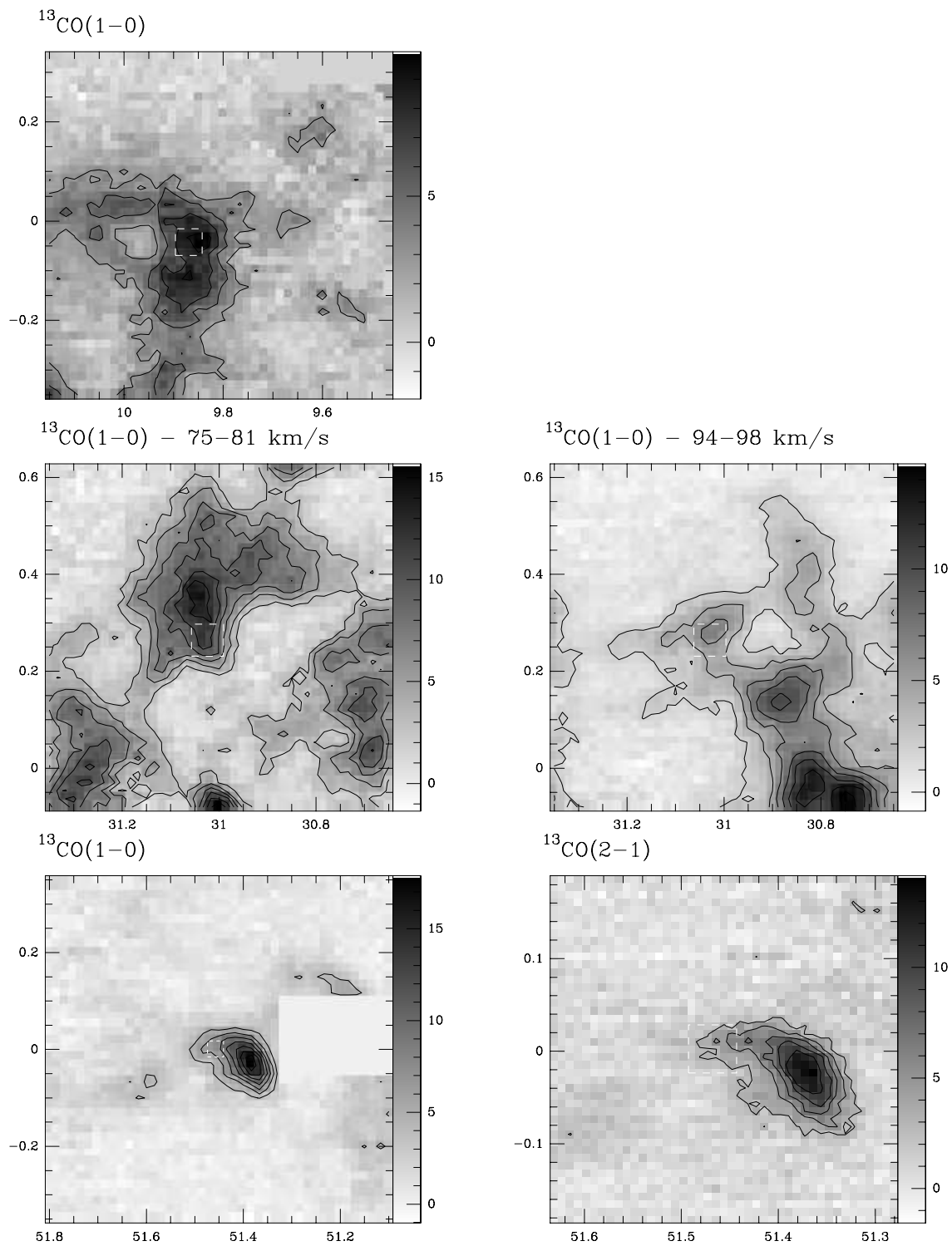


FIG. 3.4 – *Similaire à la figure 3.3 pour les champs DF+09.86-0.04 (haut, 3-11/2 K km s^{-1}), DF+31.03+0.27 (milieu, 3-15/2 K km s^{-1} et 2-16/2 K km s^{-1}) et DF+51.47+0.00 (bas, 4-18/2 K km s^{-1} et 3-11/2 K km s^{-1}).*

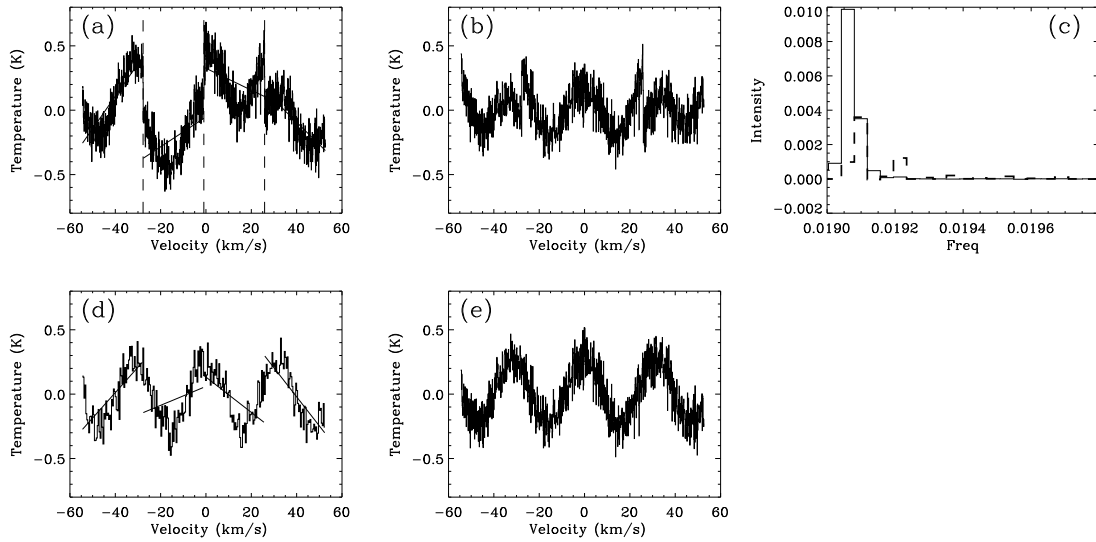


FIG. 3.5 – *Illustration de la technique de correction du platforming à partir des lignes de bases obtenues sur le banc de filtres. (a) : signal observé sur l'autocorrélateur après soustraction d'une ligne de base d'ordre 1 sur toute la bande. Les lignes de bases appliquées ensuite par sous-bande sont également tracées. (d) : idem pour le banc de filtre, à une résolution 4 fois moins bonne. (b) et (e) : spectres obtenues après correction des lignes de bases dans chaque sous bande avec et sans le banc de filtre respectivement. (c) : FFT calculée sur les spectres (b) (tirets en gras) et (e) (trait plein).*

de l'émission, celles-ci étant ensuite corrigées moyennant l'observation d'une position plus lointaine offrant un fond de référence adéquat. Afin d'uniformiser le bruit sur des cartes obtenues en parfois plus d'une heure, nous avons décidé d'adapter le pas dans la direction orthogonale au balayage en fonction de l'évolution du bruit de récepteur T_{sys} estimé lors de la mesure d'étalonnage la plus proche dans le temps. En diminuant ce pas lorsque T_{sys} augmente, et donc en autorisant une redondance plus importante dans le pixel obtenu après reprojection, la carte finale peut bénéficier d'une distribution de bruit plus homogène. On voit que cette approche doit se restreindre à une dynamique limitée de T_{sys} , faute de quoi la couverture peut s'avérer interminable, en particulier en cas de dégradation significative des conditions météorologiques.

Avec des largeurs de raies attendues autour de $1\text{-}2\text{ km s}^{-1}$, nous avons utilisé le spectromètre de type autocorrélateur, offrant des résolutions entre 0.1 et 0.25 km s^{-1} (canaux de $\sim 80\text{ kHz}$). Comme mentionné précédemment, ces *backends* peuvent présenter des effets de décalages entre les sous-bandes composant le spectre total (*platforming*). Comme d'autres effets viennent généralement s'ajouter à la ligne de base (ondes stationnaires, dérive de la réponse instrumentale), on ne peut pas au sens strict se contenter d'ajuster le spectre selon les valeurs mesurées au niveau des canaux adjacents à chaque sous-bande. En considérant que toute contribution à la ligne de base doit en principe affecter n'importe quel spectromètre connecté en bout de chaîne, nous avons mesuré en parallèle les signaux à travers un banc de filtres de faible résolution (1 MHz). N'étant pas affecté par les décalages sous-bandes, le spectre basse résolution offre un niveau de référence auquel on peut rapporter le niveau attendu de la ligne de base de l'autocorrélateur dans chaque sous-bande. Cette technique est illustrée figure 3.5 et montre combien une onde stationnaire peut être abîmée par l'ajustement au premier ordre, compliquant *a priori* son traitement ultérieur.

Après ces corrections de la réponse du spectromètre, la plupart des couvertures présentent encore certains défauts liés au mode de couverture balayé et introduits dans la partie précédente. Afin de les corriger, nous avons répété les cartes dans une direction orthogonale et appliqué l'algorithme PLAIT illustré figure 2.32. La totalité des cartes obtenues au 30-m est rassemblée sur les figures 3.9 à 3.23.

Conversion des échelles de température

Les observations réalisées en mode pointé (essentiellement les mesures de CH_3CCH) ont été converties selon l'efficacité de couplage pour une source remplissant le lobe principal (échelle T_{mb}). Pour les cartes, nous avons essayé de tenir compte de la structure des sources à des échelles supérieures aux lobes principaux pour les fréquences considérées. En toute rigueur, cette correction implique une cartographie de l'émission grand champ collectée par les lobes d'erreur que l'on souhaite corriger. Dans notre cas, cette information n'est disponible que dans certains cas, et exclusivement dans la raie de $^{13}\text{CO}(1-0)$, une fréquence à laquelle les contributions des lobes d'erreur ne sont *a priori* pas les plus importantes. Afin de permettre une correction au premier ordre, nous avons proposé une approche assimilant les nuages à des sources circulaires de distribution de température de brillance uniforme. Dans ce cas, le couplage de la source au lobe modélisé du 30-m est calculable analytiquement et nous pouvons déduire le facteur de correction par rapport à une conversion "standard" en T_{mb} . Ce facteur est donné par (Panis 1995) :

$$\frac{T_{\text{mb}}}{T_{\text{b}}} = \frac{\eta_{\ell}}{\eta_{\text{mb}}} \left[1 - \sum_{i=0,3} \beta_i \exp[-\ln 2 (\theta_s/\theta_i)^2] \right] \quad (3.1)$$

θ_s (")	3 mm		1.3 mm	
	$T_{\text{mb}}/T_{\text{b}}$	$T_{\text{A}}^*/T_{\text{b}}$	$T_{\text{mb}}/T_{\text{b}}$	$T_{\text{A}}^*/T_{\text{b}}$
26.2	0.67	0.50	1.00	0.48
30	0.77	0.57	1.02	0.49
46	1.00	0.74	1.06	0.50
60	1.04	0.77	1.10	0.52
90	1.05	0.78	1.20	0.57
120	1.05	0.78	1.32	0.63
150	1.06	0.79	1.44	0.69
180	1.07	0.79	1.54	0.73
240	1.08	0.80	1.68	0.80
600	1.14	0.84	1.90	0.90
1100	1.18	0.87	2.10	1.00
2800	1.35	1.00		

TAB. 3.2 – *Erreur théorique sur une conversion en T_{mb} ou T_{A}^* au 30-m de l'IRAM pour des sources circulaires uniformes de diamètre θ_s . T_{b} est la température de brillance réelle de la source.*

où $\beta_i = \iint_{2\pi} \mathcal{P}_i d\Omega / \iint_{2\pi} \mathcal{P}_n d\Omega$ est l'efficacité du lobe i dans les 2π sr vers l'avant du télescope ($\beta_0 = \eta_{\text{b}}$) et θ_i la largeur à mi-hauteur de ce lobe ($i=0$ correspond au lobe principal, tandis que $i=1,3$ correspond aux 3 lobes d'erreur). Ces facteurs sont rassemblés dans le tableau 3.2 et illustrent la surestimation du T_{mb} pour des sources d'étendue de quelques minutes d'arc à 1.3 mm.

En mesurant les tailles à mi-hauteur de nos sources selon les longitudes et latitudes galactiques (tailles maximales), nous avons appliqué de manière systématique le facteur correctif correspondant en considérant comme diamètre "équivalent" la moyenne géométrique des deux dimensions sus-citées. Les diminutions par rapport à une conversion en T_{mb} varient entre 10-70 % à 1.3 mm, et 5-7 % à 3 mm. On voit immédiatement les limitations de cette approximation forte. D'une part, elle ne tient pas compte des différences de structure selon les canaux de vitesse (nous avons appliqué la correction d'après les cartes intégrées), ni de la différence de couplage des lobes d'erreur selon le pixel dans la couverture. De plus, l'approximation circulaire s'avère particulièrement grossière pour des structures filamentaires à fort rapport d'aspect. Nous considérons cependant que cette correction nous place dans une échelle de température plus correcte que T_{A}^* ou T_{mb} , ceci en particulier à 1.3 mm.

Afin de quantifier la cohérence de cette approximation, nous avons collecté au 3-m de KOSMA les données nécessaires à une correction "plus rigoureuse" selon la technique décrite par Bensch *et al.* (2001b). A cause des conditions particulièrement peu propices aux observations planifiées, nous n'avons malheureusement pu obtenir de données exploitables que pour deux sources (DF+30.23-0.20 et DF+51.47+0.00). Suivant la description faite par Panis (1995), nous devons au préalable déterminer le coefficient d'inter-étalonnage entre les deux échelles de température T_{A}^* du KOSMA et de l'IRAM respectivement. Ce coefficient α est estimé en considérant que la température IRAM corrigée des lobes d'erreur et rapportée à la résolution du KOSMA doit être égale à la température KOSMA multipliée par le coefficient en question. On voit que dans le cas d'une source remplissant le lobe principal KOSMA (et en l'absence de lobes d'erreur au 3-m), α est à rapprocher de $(\eta_{\text{b}})_{\text{KOSMA}}$, dont la valeur est attendue autour de 1.35 (cf par exemple Beuther *et al.* 2000). Ce coefficient dépend cependant du canal de vitesse et du pixel considérés. En général, les champs IRAM étant bien plus petits que les champs KOSMA, et *a fortiori*

des lobes d’erreur les plus grands, la convolution des couvertures IRAM implique que seuls les pixels les plus centraux seront représentatifs du coefficient rendant compte de l’inter-étalonnage recherché.

La figure 3.6 illustre la distribution des valeurs de ce coefficient pour les deux champs observés au 3-m. Les histogrammes sont limitées à une zone de 10×10 pixels ($1' \times 1'$) autour du centre de la carte IRAM, et aux canaux de vitesse à plus de 3σ du bruit. Dans le cas de DF51.47+0.00, on trouve $\alpha = 1.3 \pm 0.3$, en bon accord avec la valeur attendue. La correction correspondante (ici prise en vitesse intégrée pour améliorer le rapport S/N) est de 1.6 ± 0.2 (80 % des points), également cohérente avec l’approximation décrite ci-dessus et correspondant à 1.52 (taille “équivalente” $2.3'$). Comme l’indique la carte grand champ (Fig. 3.4), cet objet est relativement isolé et l’approximation paraît tout à fait raisonnable. Le cas de DF30.23-0.20 est un peu différent dans la mesure où le champ IRAM est inférieur au lobe KOSMA ($1.4' \times 1.4'$, cf Fig. 3.19). On peut penser qu’une partie importante de l’information à plus grand champ (mise en évidence sur la couverture Fig. 3.3) risque de manquer pour toute opération de convolution. Ceci pourrait expliquer en partie la valeur de α calculée à 2.0 ± 0.5 . La correction résultante semble cependant peu sensible à ce coefficient. Les histogrammes présentés figure 3.6 illustrent la distribution du coefficient correctif pour $\alpha = 1.3$ (1.8 ± 0.2 , trait fin) et $\alpha = 2$ (1.6 ± 0.2 , trait gras), l’approximation donnant un facteur 1.8 (taille “équivalente” $82''$). La structure révélée par la carte grand champ suggère une étendue un peu supérieure à celle du simple filament considéré sur le petit champ IRAM, pouvant expliquer une valeur surestimée du facteur correctif.

Ces deux exemple montrent d’une manière générale que l’approximation source circulaire uniforme reste en bon accord avec une correction en principe plus rigoureuse. Ils montrent également que l’utilisation des données à grand champ n’est en toute rigueur pas compatible avec une couverture IRAM trop petite (cf Bensch *et al.* 2001b).

Observations continuum

En complément aux données spectroscopiques, 5 champs ont été cartographiés dans l’émission continuum des poussières à 1.2 mm. A cette longueur d’onde le pic d’émission est attendu pour des poussières de température < 10 K. Ces données ont été collectées à l’aide d’une matrice de 37 bolomètres refroidies à 300 mK (Kreysa *et al.* 1998). Nous donnons ici une brève introduction aux particularités de ce type de détecteur et leurs implications quant aux modes d’observation et de réduction des données.

Les détecteurs bolométriques

Les détecteurs bolométriques servent à mesurer la puissance d’un rayonnement incident à travers l’élévation de température du récepteur. Pour la plupart des bolomètres utilisés en astronomie, les principes de conversion de la température en une tension exploitent la variation de la résistance électrique du supraconducteur. Afin de pouvoir distinguer le plus rapidement possible un signal astronomique du bruit thermique environnant, les détecteurs sont placés dans un environnement refroidi en dessous du Kelvin par de l’hélium. D’un point de vue purement électronique, ces thermomètres très sensibles se comportent comme un circuit RC de résistance R_{th} dite résistance thermique, et capacité C_{th} dite capacité calorifique. La constante de temps $\tau_{th} = R_{th}C_{th}$ associée est en général de l’ordre de 1 sec., ce qui a des conséquences importantes sur les stratégies d’observation comme nous le verrons ci-après.

Contrairement aux détecteurs hétérodynes, les bolomètres sont sensibles sur un très

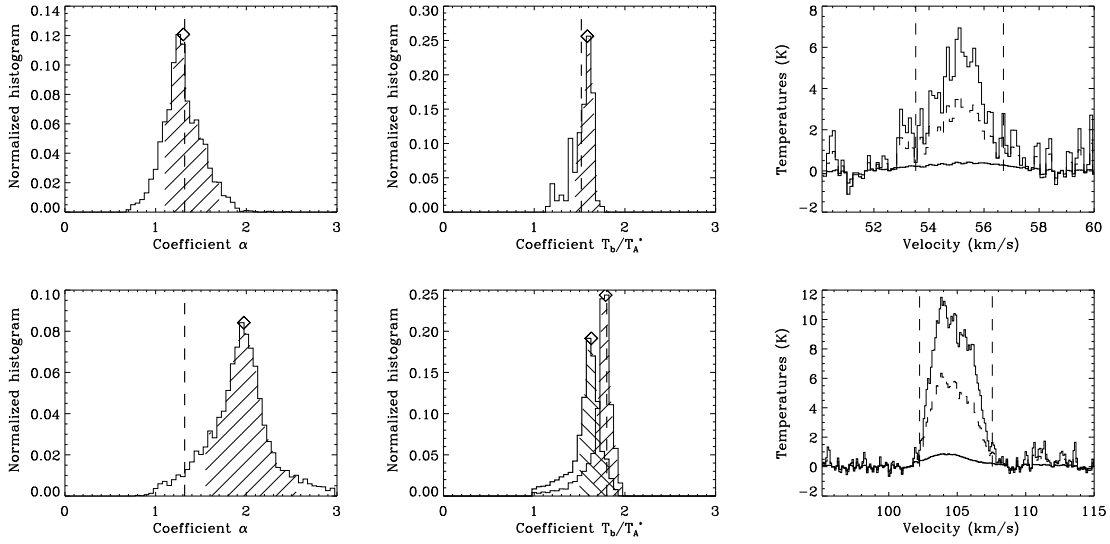


FIG. 3.6 – Correction des lobes d'erreur en $^{13}\text{CO}(2-1)$ par les données KOSMA pour DF51.47+0.00 (haut) et DF30.23-0.20 (bas). **Gauche** : histogrammes de la distribution du facteur d'inter-étalonnage α (voir texte). Le trait pointillé indique la valeur théorique attendue. **Milieu** : histogrammes de la distribution du facteur correctif (T_b/T_A^*) calculés pour $\alpha = 1.3$ (trait fin, hachures vers la droite) et $\alpha = 2$ (trait gras, hachures vers la gauche). Dans tous les cas, le losange indique la position de la médiane, la zone hachurée correspondant aux 80 % de l'échantillon autour de celle-ci. **Droite** : Exemples de spectres au centre de la carte IRAM : spectre corrigé (trait plein fin), spectre initial (T_A^* , trait plein hachuré), émission vues dans les lobes d'erreur si $\alpha = 1.3$ (trait plein gras). Les deux barres verticales indiquent l'intervalle de vitesses considéré dans les histogrammes (3σ).

large domaine de fréquences, ce qui permet d'augmenter la puissance reçue (cf éq. 2.2). Ce domaine est en général limité par les fenêtres de transmission atmosphérique accessibles depuis le sol et les filtres utilisés peuvent permettre de sonder des bandes de 40-50 GHz. La réponse peut être relativement variable dans ce domaine mais les bolomètres actuels permettent une transmission moyenne sur la bande de l'ordre de 50% du gain maximum.

Étalonnage des bolomètres

Il est rare que les systèmes de détection bolométriques disposent d'un étalon interne (une exception fut COBE). L'étalonnage des données passe donc systématiquement par l'observation d'étalons célestes tels que les planètes (Mars, Uranus, Jupiter) ou d'étalons secondaires tels que ceux listés dans le tableau 2.4. La procédure d'étalonnage revient alors généralement à comparer le nombre d'unités lues par le détecteur au flux attendu de la source (selon modèle) dans un lobe donné, à la fréquence centrale de la bande. L'observation de tels étalons permet également de déterminer la position sur le ciel des différents pixels définis par chaque bolomètre. Si cet étalonnage rend compte simultanément de toutes les efficacités impliquées dans la chaîne de détection, il ne corrige cependant pas de l'absorption atmosphérique présente au sol. L'estimation de l'opacité doit donc être effectuée régulièrement à l'aide de sondages de type skydip. Comme la notion de charges chaude et froide n'est pas utilisée ici, seule l'opacité (pente de la droite, cf éq. 2.46) peut être obtenue par cette mesure.

Sur les systèmes bolométriques, la modulation sur ciel froid prend une importance toute particulière. Si l'on considère à nouveau l'équation 2.80, on voit que dans le cas de systèmes à bandes très larges (plusieurs dizaines de GHz), le temps de stabilité peut chûter très en-dessous de la seconde. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, ceci implique une modulation très rapide, ainsi que l'utilisation d'outils de reconstruction sophistiqués.

Modes d'observations

De même que sur les systèmes hétérodynes, les matrices de bolomètres peuvent être utilisées en mode pointé et en mode balayé. Le premier de ces modes ne requiert en principe pas l'utilisation de matrices, mais les techniques actuelles consistent cependant à utiliser l'information recueillie dans les pixels adjacents à la position visée afin d'améliorer la correction de fond de ciel réalisée au premier ordre par la modulation. Ce mode suit généralement le schéma utilisé en spectroscopie pour le DBS, avec l'avantage supplémentaire de pouvoir placer la source visée sur la position d'un pixel de la matrice dans toutes les phases (**ON** et **OFF**) de mesure.

Dans le cas des modes balayés, les procédures dépendent de la distribution des pixels sur la matrice. Si le couplage aux bolomètres est réalisé par l'intermédiaire de cornets (IRAM/MAMBO – Kreysa *et al.* 1998, JCMT/SCUBA – Holland *et al.* 1999), l'encombrement de ces derniers empêche généralement un échantillonnage instantané sur le ciel respectant le critère de Nyquist ($\theta_{mb}/2$). Cet échantillonnage est possible moyennant l'utilisation de matrices monolithes permettant de coupler directement le rayonnement à des surfaces résistives de dimensions limitées (CSO/SHARK – Hunter *et al.* 1996, CSO/SHARK II – Dowell *et al.* 2001). La différence entre ces 2 cas de figure concerne essentiellement le temps requis afin d'obtenir un échantillonnage complet sur le ciel.

La technique de modulation communément utilisée implique l'usage d'un secondaire vibrant permettant de soustraire l'émission du fond de ciel sur des échelles de temps suffi-

samment courtes. Le signal est alors reconstruit par déconvolution, suivant un algorithme introduit par Emerson *et al.* (1978, méthode dite *EKH*). Inventé à l'origine pour des détecteurs à pixel unique, cette technique est appliquée aujourd'hui à de larges matrices (voir ci-après). Ce genre de système est cependant coûteux en implémentation et permet des modulations d'au plus quelques Hz (pour une discussion complète, voir Weferling *et al.* 2002). Avec les électroniques actuelles, une telle fréquence permet de s'affranchir des contributions au bruit en $1/f$, mais le signal reste dominé par le bruit atmosphérique dont le spectre montre des variations non-négligeables sur des échelles de temps inférieures au centième de seconde (Weferling *et al.* 2002). Cette contribution est alors traitée *a posteriori* selon des algorithmes divers. Une méthode proposée très récemment ne requiert l'usage d'aucun élément de modulation spatiale, et consiste à balayer la zone à cartographier à très grande vitesse (typiquement $40''/\text{sec.}$) afin de placer les fréquences spatiales détectées sur le ciel (source ou atmosphère) dans un domaine adapté au filtre passe-bande défini par la réponse de l'instrument (*fastscanning*, Reichertz *et al.* 2001, Weferling *et al.* 2002). Dans ce cas, aucune modulation n'est créée et la soustraction de l'atmosphère se fait entièrement *a posteriori*.

Dans les deux cas, un certain nombre de couvertures est nécessaire afin d'obtenir au final une grille suffisamment échantillonnée sur le ciel. La procédure habituelle consiste à balayer le ciel à élévation constante tout en modulant le secondaire selon l'azimut. Dans ce cas, la grille de projection sur le ciel apparaît distordue, et ceci d'autant plus que la couverture est longue et à haute élévation. La couverture est nécessairement longue avec la technique initialement adoptée à l'IRAM, car chaque pixel échantillonne complètement la région qu'il balaye, pour chaque couverture. Une alternative proposée dans le cadre de ce travail consiste à volontairement sous-échantillonner les cartes individuelles par bolomètre, la distribution totale des pixels sur le ciel permettant que la carte soit suffisamment échantillonnée au final (*fast-mapping*, Teyssier & Sievers 1999, Sievers & Teyssier 2000). Pour ce faire, le pas en élévation entre balayages est augmenté de façon à remplir efficacement la grille finale, tout en évitant de systématiquement repasser sur des élévations parfois déjà échantillonnées par d'autres bolomètres. La note technique diffusée à l'issue de cette étude est présentée en annexe F. Cette alternative présente de nombreux avantages. En particulier, le nombre de couvertures requis pour un niveau de bruit donné étant plus important, elle permet de combiner des cartes effectuées à angles horaires différents et de réduire au premier ordre les effets systématiques dus aux directions de balayage. De plus, en autorisant une cartographie à grande échelle en un temps limité, elle permet une exploration grand champ efficace pour d'éventuelles cartographies plus profondes sur des objets sélectionnés. Cette même exploration peut alors aider à définir une taille optimale pour des couvertures plus petites, et en particulier à s'assurer de couvrir des zones *a priori* sans émission, condition essentielle à la bonne reconstruction du niveau zéro de signaux mesurés en différentiel.

Les techniques de réduction

Comme souligné à plusieurs reprises, les algorithmes de réduction de données collectées selon les techniques décrites ci-dessus jouent un rôle essentiel dans la qualité des signaux reconstruits. La méthode la plus communément utilisée (*EKH*) consiste à déconvoluer dans l'espace de Fourier la fonction de transfert du télescope combinée au schéma de modulation par le secondaire. Cette fonction est purement imaginaire et de module:

$$c(\lambda) = g(\lambda) \left| \sin \left(\frac{\lambda_{\text{chop}}}{\lambda} \pi \right) \right| \quad (3.2)$$

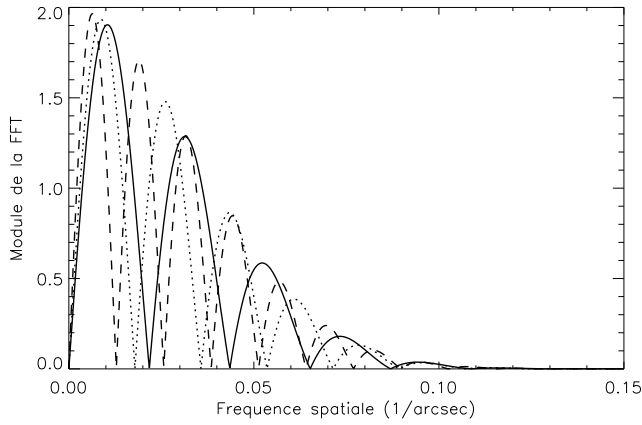


FIG. 3.7 – Illustration de la réponse dans l'espace de Fourier (éq. 3.2) pour des distances de modulation de 46'' (trait plein gras), 56'' (trait hachuré gras) et 78'' (trait pointillé fin).

où λ est l'inverse de la fréquence spatiale, $g(\lambda)$ correspond à la transformée de Fourier du lobe principal, et λ_{chop} est la séparation entre les 2 phases modulées. Elle est présentée figure 3.7 et illustre un des points faibles majeurs de la méthode, à savoir la fréquence de coupure spatiale introduite par la modulation et correspondant au saut entre les 2 phases. A cette fréquence et ses multiples, aucune information n'est disponible et des artefacts sont engendrés par la déconvolution, comme le montre par exemple la figure ??-c en annexe. Une alternative consiste à reconstruire l'information manquante à l'aide de couvertures réalisées avec des distances de modulation différentes et complémentaires au sens de Fourier. On voit sur la figure 3.7 l'effet combiné de séparations entre les 2 phases de 46, 56 et 78'' respectivement (largeur à mi-hauteur du lobe 10.5''), permettant de reconstruire en partie les fréquences spatiales perdues sur une carte seule, et de rejeter la première fréquence de coupure à des distances spatiales généralement inférieures au lobe principal du télescope (pour la combinaison précédente, la première fréquence spatiale indéterminée est 2''). Choisir une séparation comblant parfaitement le premier zéro de la plus petite modulation n'est pas toujours judicieux car elle suppose des séparations dont le plus petit diviseur commun peut être supérieur au lobe principal, empêchant de fait la reconstruction des plus petites fréquences. On ne peut non plus augmenter à volonté la distance de modulation à cause des limitations intrinsèques au système de secondaire vibrant et aux échelles de variations atmosphériques. Idéalement, cette combinaison doit être adaptée à la structure attendue des sources à cartographier. On voit de plus que tout bruit gaussien ajouté aux données modulées est largement amplifié aux hautes fréquences spatiales par l'inversion dans le plan de Fourier ($c(\lambda)$ petit), car son spectre est relativement plat à toutes les fréquences (bruit non corrélé dans l'espace).

Ce raffinement n'utilise cependant pas toute l'information contenue dans l'analyse de Fourier. Les fréquences étant également associées à une direction préférentielle (cf 2.32), il est possible d'appliquer les principes introduits précédemment pour la cartographie en spectroscopie, et consistant à varier les directions de balayage de façon judicieuse. La combinaison de ces 2 techniques fut proposée par Emerson et al. (1995) et est aujourd'hui communément appliquée à la matrice de bolomètres du JCMT (SCUBA) sous le nom de *Emerson II*. Notons que le temps d'observation supplémentaire impliqué par la nécessité de réaliser au moins 4 couvertures (2 distances de modulation, deux directions de balayage) peut être compensée par l'application du schéma *fast-mapping* où chaque carte peut être obtenue au moins 4× plus vite, le bruit final étant similaire à celui d'une seule couverture lente.

Une étape supplémentaire est généralement nécessaire à la reconstruction du signal. Comme mentionné ci-dessus, les échelles temporelles de fluctuation de la composante atmosphérique sont sensiblement plus rapides que la modulation avec secondaire. Le bruit associé domine donc largement le signal. Les méthodes de correction de cette composante consistent à utiliser la grande redondance de sa mesure due aux nombreux pixels de la matrice. L'idée est de construire un modèle d'atmosphère fondé sur les corrélations observées entre bolomètres, et tenant compte des distances respectives les séparant (*sky-noise*, Broguière *et al.* 1998, Jenness *et al.* 1998, Weferling *et al.* 2002). Afin de distinguer cette composante du signal de celle propre à la source, il est nécessaire de proposer à la reconstruction un modèle de source, modèle généralement raffiné selon les itérations successives. Dans le cas précis du *fastscanning*, ce nettoyage du signal est l'essence même de l'algorithme de réduction car aucune modulation n'est utilisée.

Les dernières années ont vu le développement de nouvelles méthodes inspirées des techniques d'inversion utilisées couramment en cosmologie (par exemple Wright *et al.* 1996). Cette approche consiste à résoudre l'équation $D = CS + N$, D étant le jeu de données obtenu par l'observation d'un signal S à travers une fonction d'instrument C et de composante bruitée N . L'application de ces techniques d'inversion aux mesures différentielles dans le (sub)-millimétrique a déjà été proposée par plusieurs auteurs (Johnstone *et al.* 2000, Dupac *et al.* 2001, Doré *et al.* 2001) et ont prouvé leur capacité à reconstruire efficacement les signaux en s'affranchissant des artefacts des méthodes de type EKH.

Observations des champs ISOGAL

Au 30-m, les observations se font selon des balayages en azimuth, le secondaire modulant entre ses deux positions à 2 Hz. Nous avons répété chacune des couvertures avec des modulations de 46", 56" et 78" respectivement, et réalisées selon les principes du *fast-mapping*. Dans cette configuration, des couvertures de 7'×7' sont obtenues en ~20 min., limitant les distorsions en bord de champ. L'étalonnage est effectué sur des planètes, permettant de déterminer le facteur de conversion en Jy/beam, et la taille du lobe principal, de l'ordre de 11".

Les données présentées ici ont été réduites selon une technique de type EKH. Même si la stratégie d'observation utilisée n'est pas pleinement exploitée par cette procédure, les artefacts les plus intenses sont atténués de par les divers jeux de modulation et les divers angles horaires combinés. Les dérives temporelles de chaque bolomètre sont corrigées au premier ordre par un ajustement de ligne de base, et une correction du bruit de ciel corrélé entre bolomètres est réalisée sur la base d'un modèle de source déduit d'une première itération grossière moyennant toutes les couvertures disponibles. Les résultats sont présentés sur certaines des figures 3.9 à 3.23.

Dans un futur proche, nous souhaitons reprendre la réduction de ces cartes en appliquant les techniques d'inversion. Ce travail a été initié en collaboration avec D. Johnstone et semble donner déjà des résultats prometteurs.

3.3.4 Observations au 100-m

Une série d'observations complémentaires a été réalisée sur le télescope de 100-m du Max-Planck Institut (Bonn) situé dans la région d'Effelsberg en Allemagne. Le but principal de ces observations a été de sonder des niveaux d'énergie plus bas de certaines molécules initialement observées au 30-m mais n'ayant permis de contraindre suffisamment les conditions physico-chimiques dans les nuages (voir 3.4.3). Sa latitude relativement élevée est

Fréquence (MHz)	Raie	η_A	η_{mb}	D_{eff} (m)	θ_{mb} (")	$G_{(\text{K/Jy})}$	F_{int} (int.unit. Jy ⁻¹)	τ_z
27294.3	HC ₃ N(3 – 2)	0.38	0.50	87	32	0.80	9.4±0.3	0.08-0.3
34183.4	CH ₃ CCH(2 ₀ -1 ₀)	0.38	0.50	87	25	0.80	15.4±0.3	0.08-0.3
36392.3	HC ₃ N(4 – 3)	0.38	0.50	87	24	0.80	15.4±0.3	0.08-0.3
45490.3	HC ₃ N(5 – 4)	0.25	0.33	80	21	0.46	24.3±1.5	0.4-0.5

TAB. 3.3 – Paramètres d’étalonnage des observations au 100-m. Aux plus hautes fréquences, seule une fraction du réflecteur primaire est effectivement illuminée par les détecteurs. Les largeurs de lobe principal à mi-hauteur, ainsi que les rendements de surface sont données pour ce diamètre effectif D_{eff} .

peu favorable aux sources proches du Centre Galactique, aussi seul un échantillon réduit a été considéré pour cette campagne.

Étalonnage

Le télescope d’Effelsberg propose un système d’étalonnage différent de celui du 30-m. Aux fréquences considérées (18-45 GHz), il est possible d’utiliser un étalonnage de type diode à bruit (cf 2.1.5), si bien que la conversion du signal reçu ne se fait pas en K, mais en unité interne de bruit, que l’on notera $T_{\text{A}}^{\text{int}}$. Les mesures obtenues ne tiennent pas non plus compte de l’absorption atmosphérique, ni du gain en élévation de l’antenne, même si ce dernier est un paramètre fourni par l’institut opérant le télescope. Si l’on note F_{int} le facteur de conversion d’unités internes en Kelvins hors atmosphère et corrigés des pertes vers l’arrière de l’antenne, on a :

$$T_{\text{A}}^{\text{int}} = G(\text{el}) \times e^{(-\tau_z A)} \times \frac{T_{\text{A}}^* \eta_{\ell}}{F_{\text{int}}} \quad (3.3)$$

A étant la masse d’air à élévation el , τ_z l’opacité au zénith, et $G(\text{el})$ le gain en élévation normalisé. Si l’on observe à présent un étalon secondaire de flux connu aux fréquences considérées $S_{\nu, \text{ref}}$ on peut écrire :

$$T_{\text{A}, \text{ref}}^* = \frac{A_{\text{geom}} \eta_A}{2k \eta_{\ell}} S_{\nu, \text{ref}} = \frac{G_{(\text{K/Jy})}}{\eta_{\ell}} S_{\nu, \text{ref}} \quad (\text{cf éqs. 2.16 et 2.17}), \text{ et}$$

$$\text{Log} \left(\frac{G_{(\text{K/Jy})} S_{\nu, \text{ref}}}{T_{\text{A}}^{\text{int}}} \right) = \text{Log} \left(\frac{F_{\text{int}}}{G(\text{el})} \right) + \frac{\tau_z}{\sin(\text{el})} \quad (3.4)$$

En observant l’étalon à diverses élévation, un ajustement de la droite décrite par l’éq. 3.4 permet de déterminer simultanément τ_z et F_{int} (on suppose que l’opacité ne change pas significativement entre les 2 mesures les plus espacées dans le temps). La température d’antenne finale est alors donnée par :

$$T_{\text{A}}^* = \frac{T_{\text{A}}^{\text{int}} \times G_{(\text{K/Jy})}}{G(\text{el}) \times F_{\text{int}} \times e^{(-\tau_z A)} \times \eta_{\ell}} \quad (3.5)$$

Nous avons ensuite supposé que nos sources émettaient dans un angle solide comparable à celui du lobe principal à la fréquence considérée, et donc effectué une dernière conversion en température T_{mb} . L’efficacité de surface η_A étant connue, η_{mb} est alors calculée selon l’éq. 2.26.

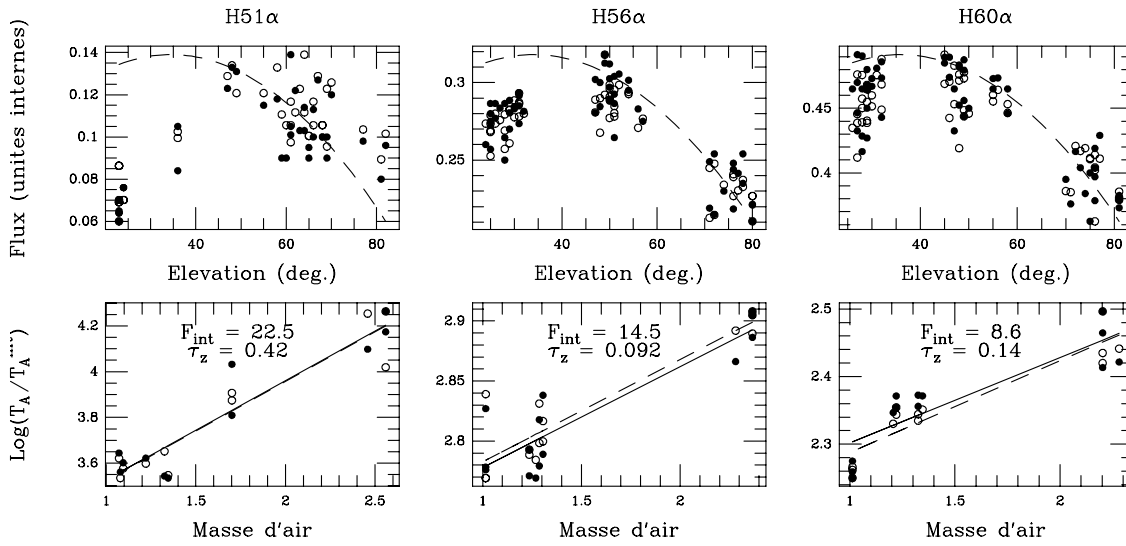


FIG. 3.8 – Exemple de mesures d'étalonnage sur le 100-m à diverses élévations et pour 3 fréquences dans les raies de recombinaison de l'hydrogène (observations de NGC7027). **Haut** : jeu de données complet des mesures de flux au pic pour les balayages en azimuth (ronds pleins) et élévation (ronds vides). Pour illustration, on trace la courbe de gain normalisée au flux le plus intense. **Bas** : ajustement de l'éq. 3.4 sur des données collectées le même jour, pour les données en azimuth (trait plein) et en élévation (trait hachuré). Les paramètres τ_z et F_{int} sont les moyennes des résultats de ces deux ajustements.

Dans la pratique, nous avons utilisé des observations de NGC7027 obtenues à plusieurs élévations à des fréquences de raies de recombinaison de l'hydrogène. Ces raies sont particulièrement adaptées aux mesures de flux dans le centimétrique et le millimétrique car beaucoup de raies sont présentes dans ce domaine (50 raies entre 10 et 100 GHz, cf Lilley *et al.* 1968). Les flux attendus pour cette source ont été compilés par Ott *et al.* (1994) et sont donnés par :

$$\text{Log}(S_\nu) = 1.3 - 0.1 \text{Log}(\nu) \quad (\text{Jy}, \nu \text{ en MHz}) \quad (3.6)$$

A cette valeur, on doit appliquer une correction annuelle équivalente à une diminution de 0.5%, l'éq. 3.6 étant valable pour octobre 1990. Ott *et al.* annoncent une incertitude de l'ordre de 10 % sur ces étalons. Les mesures correspondent à des balayages en azimuth et élévation effectués après un pointage fin, et répétés jusqu'à ce que les flux au pic coïncident raisonnablement selon les 2 directions de balayage. La figure 3.8 illustre un jeu de données obtenu dans les raies de H60α, H56α et H51α (29.7, 36.5 et 48.2 GHz respectivement). On note l'effet combiné de l'opacité aux plus basses élévations, et du gain dans l'axe aux plus hautes. Les opacités sont estimées sur une base journalière et varient entre 0.08 et 0.3 vers 30 GHz, et entre 0.4 et 0.5 à 45 GHz. Les facteurs F_{int} déduits de cette analyse, ainsi que les paramètres finaux utilisés pour l'étalonnage sont rassemblés dans le tableau 3.3. Par la suite, nous n'utiliserons cependant pas les données en HC₃N(5–4). En effet, des discussions avec les personnes du Max-Planck Institut à Bonn nous ont appris *a posteriori* que le gain de ce récepteur pouvait varier significativement sur des bandes de seulement quelques dizaines de MHz, rendant tout étalonnage rigoureux extrêmement difficile. De plus, notre étalonnage absolu a été réalisé à 48 GHz, sensiblement loin de la raie de HC₃N(5–4) (H52α aurait mieux convenu).

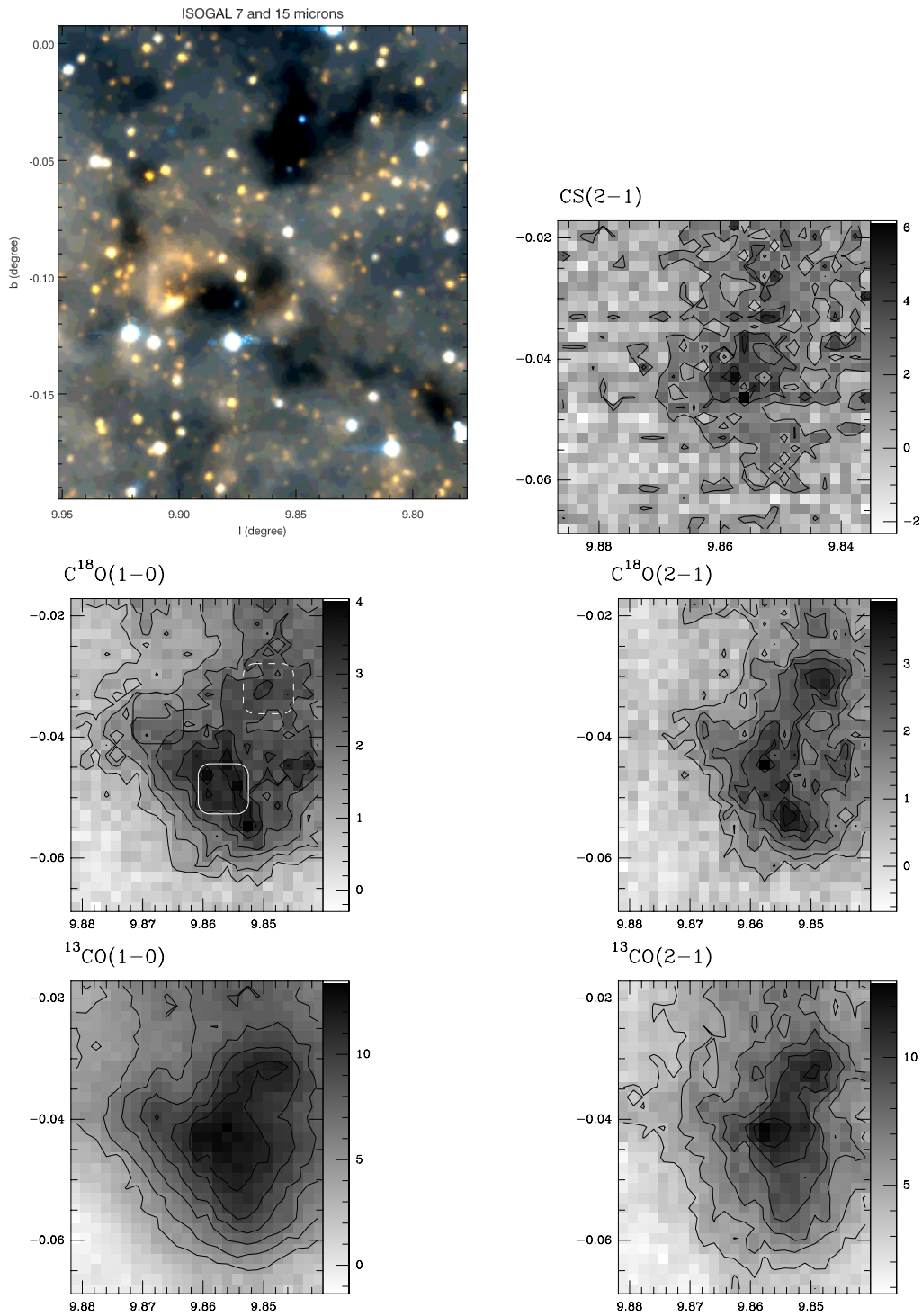


FIG. 3.9 – *Champ DF+09.86-0.04*. **Haut**: image composite de l’émission ISOGAL dans les filtres LW2 ($7\mu\text{m}$, bleu) et LW3 ($15\mu\text{m}$, rouge). **Autres**: émission intégrée dans diverses molécules. Les contours sont : $4-10/1.5\text{ K km s}^{-1}$ ($^{13}CO(1-0)$ et $^{13}CO(2-1)$), $1-4/0.5\text{ K km s}^{-1}$ ($C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$) et $1.5-6/1.5\text{ K km s}^{-1}$ ($CS(2-1)$). Le carré blanc (resp. noir) indique la position dite cœur (resp. enveloppe). Dans le cas précis de cet objet, une position dite “étoile” est indiquée par un cadre blanc pointillé. Les coordonnées sont galactiques.

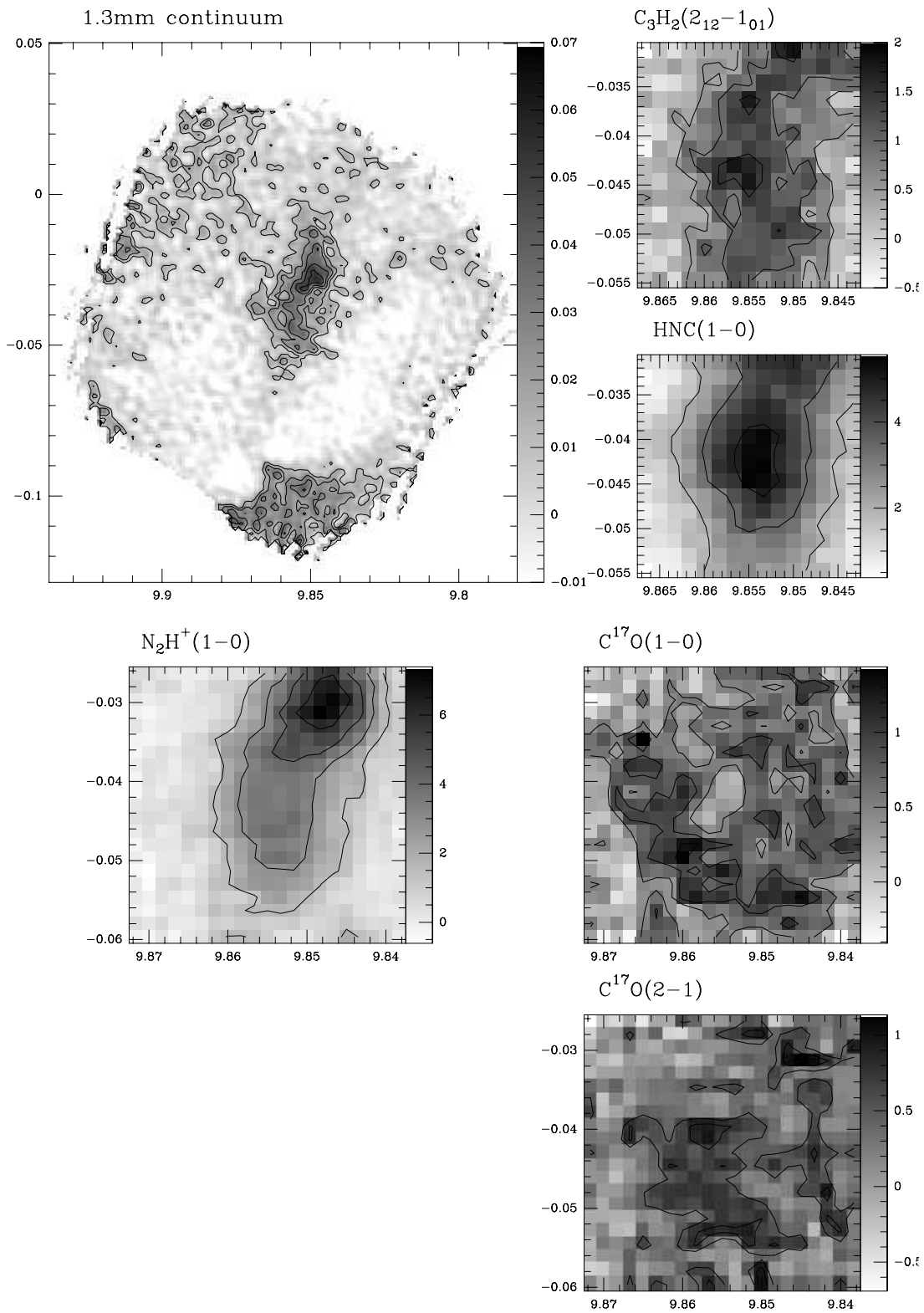


FIG. 3.10 – *Champ DF+09.86-0.04 (suite): 10-70/10 mJy/11'' beam (continuum 1.2 mm), 0.5-2/0.5 K km s⁻¹ (C₃H₂(2₁₂ – 1₀₁)), 1.5-9/1.5 K km s⁻¹ (N₂H⁺(1 – 0)), 2-6/1.5 K km s⁻¹ (HNC(1 – 0)), 0.5-1.3/0.4 K km s⁻¹ (C¹⁷O(1 – 0)) et 0.5-1.1/0.3 K km s⁻¹ (C¹⁷O(2 – 1)).*

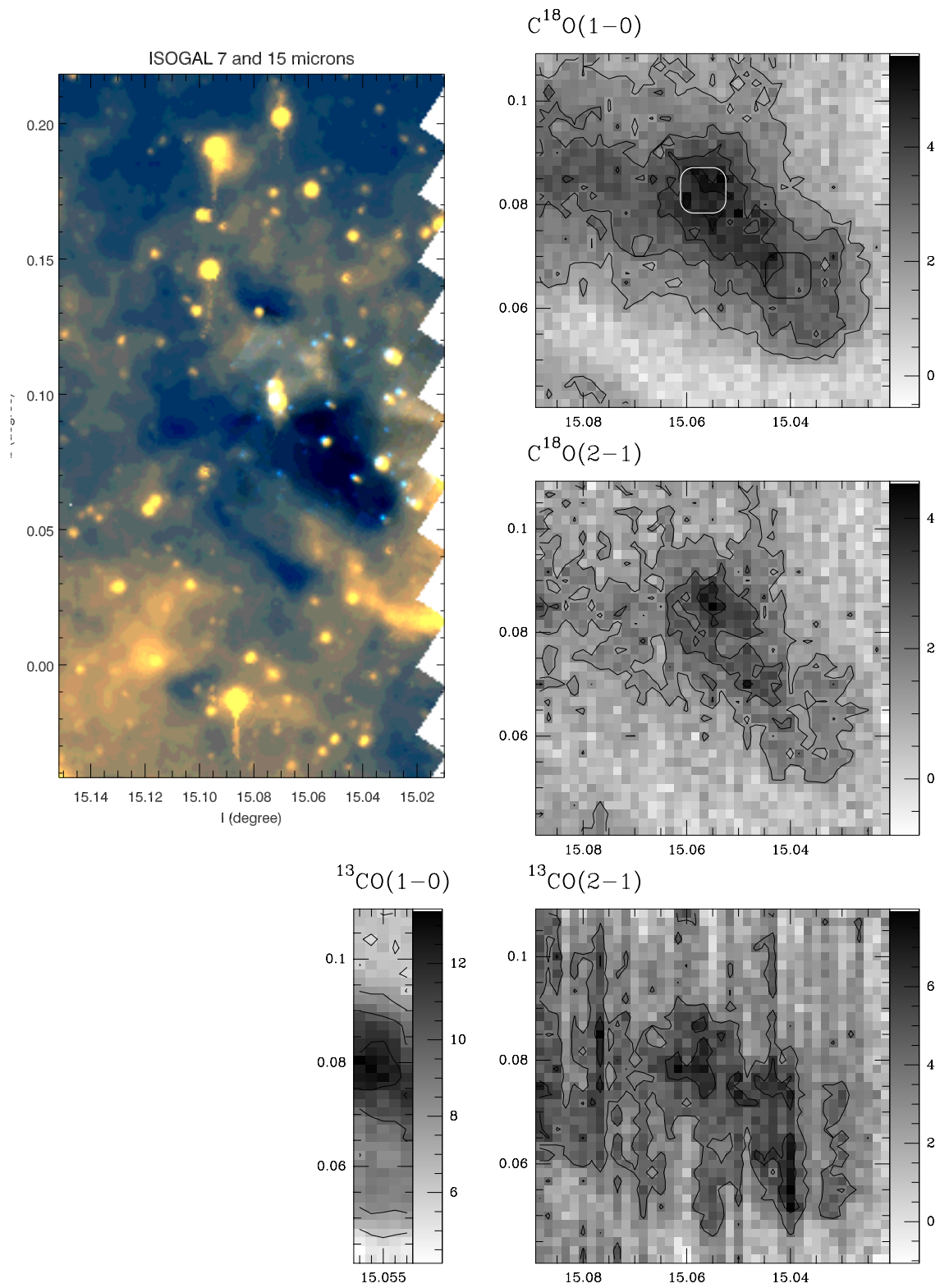


FIG. 3.11 – *Similaire à la figure 3.9 pour le champ DF+15.05+0.09. Contours : 4-14/2 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(1-0)$), 4-10/2 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(2-1)$), 2-6/1 $K km s^{-1}$ ($C^{18}O(1-0)$) et 1.5-4.5/1 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(1-0)$).*

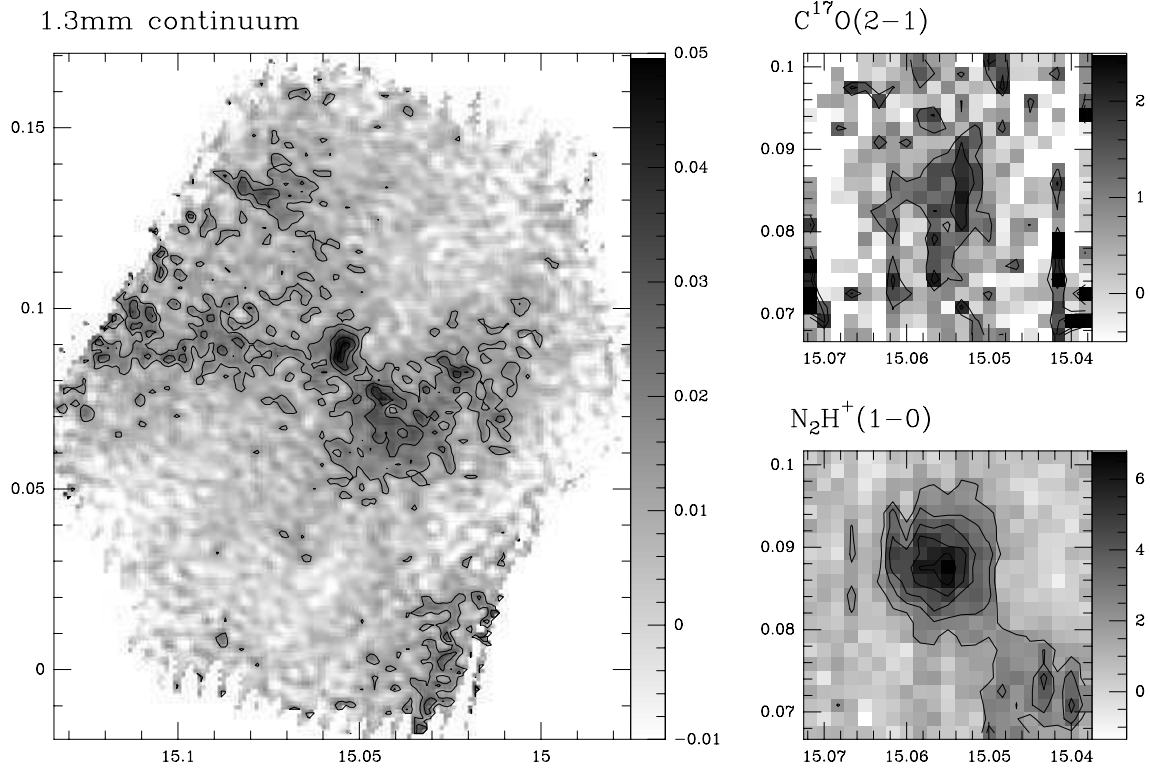


FIG. 3.12 – *Champ DF+15.05+0.09 (suite). 15-50/10 mJy/11" beam (continuum 1.2 mm), 1-2.5/0.75 K km s⁻¹ (C¹⁷O(2 – 1)) et 2-6.5/1 K km s⁻¹ (N₂H⁺(1 – 0)).*

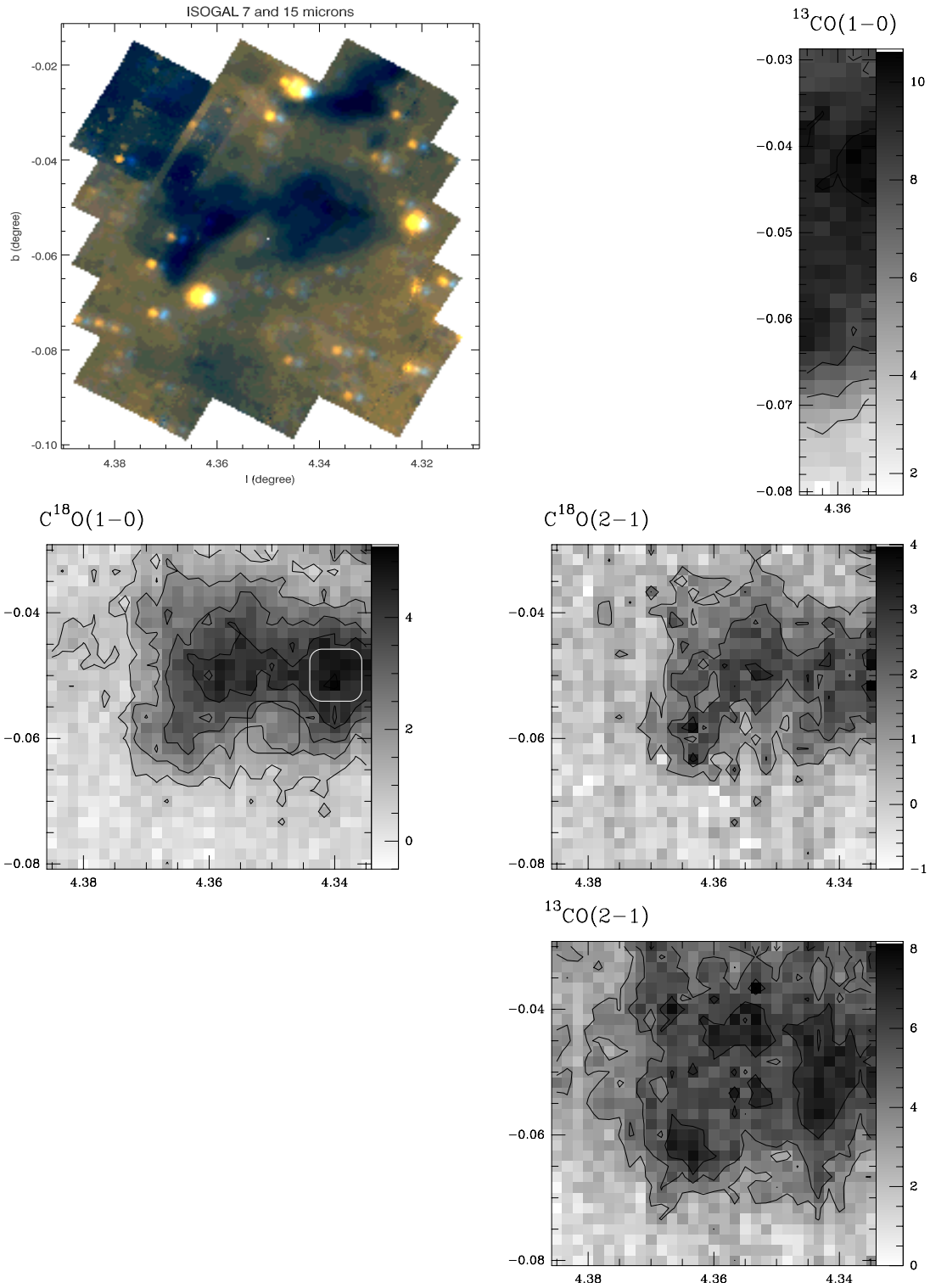


FIG. 3.13 – *Similaire à la figure 3.9 pour le champ DF+04.36-0.06. Les niveaux de contour sont de 4-10/2 K km s^{-1} ($^{13}\text{CO}(1-0)$), 3.5-8/1.5 K km s^{-1} ($^{13}\text{CO}(2-1)$), 1-5/1 K km s^{-1} ($\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$) et 1-4/1 K km s^{-1} ($\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$).*

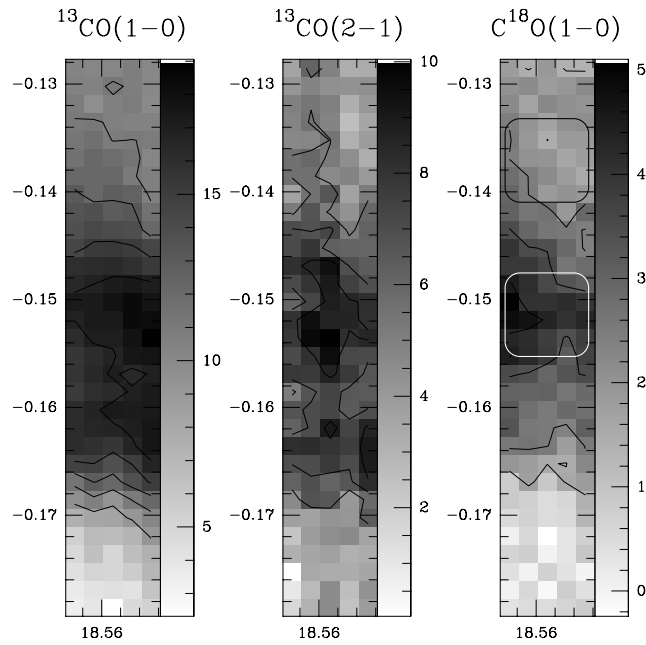
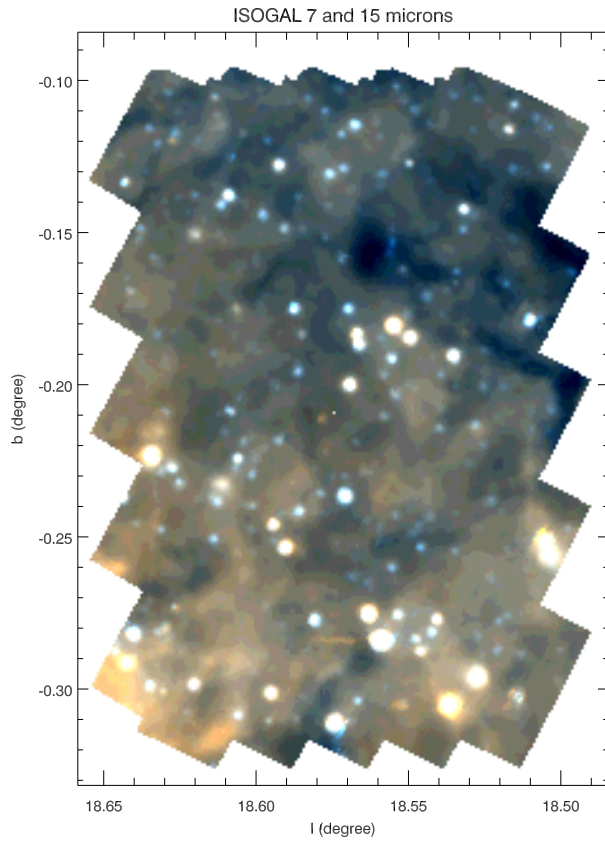


FIG. 3.14 – *Similaire à la figure 3.9 pour le champ DF+18.56-0.15. Contours: 9-20/2 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(1-0)$), 5.5-10/1.5 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(2-1)$) et 1.5-4.5/1 $K km s^{-1}$ ($\text{C}^{18}O(1-0)$).*

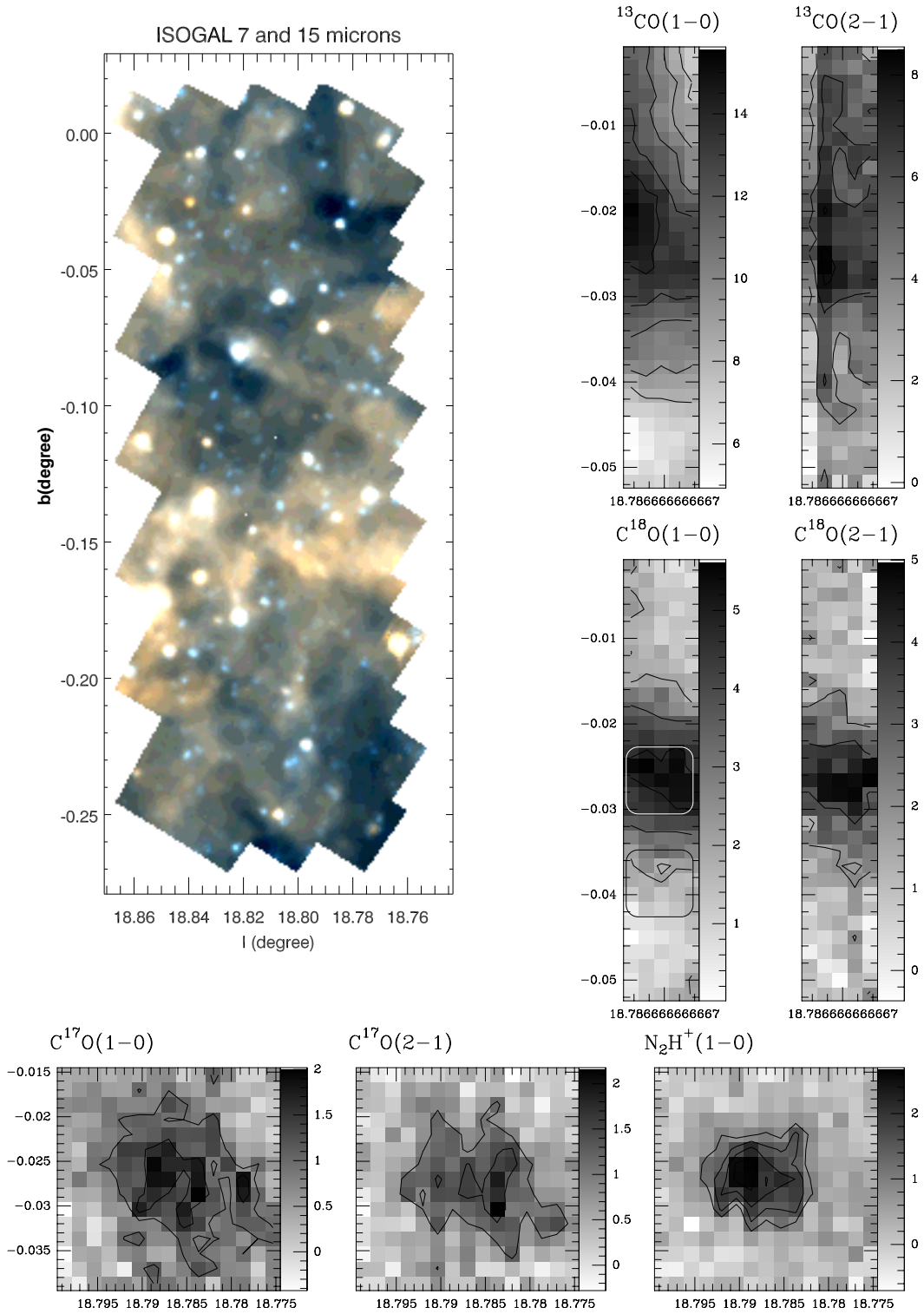


FIG. 3.15 – *Similaire à la figure 3.9 pour le champ DF+18.79-0.03. Contours: 8-14/1.5 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(1-0)$), 4-8/2 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(2-1)$), 2-5/1.5 $K km s^{-1}$ ($C^{18}O(1-0)$), 2-5/1.5 $K km s^{-1}$ ($C^{18}O(2-1)$), 1-2/0.5 $K km s^{-1}$ ($C^{17}O(1-0)$), 1-2/0.5 $K km s^{-1}$ ($C^{17}O(2-1)$) et 1-2.5/0.5 $K km s^{-1}$ ($N_2H^+(1-0)$).*

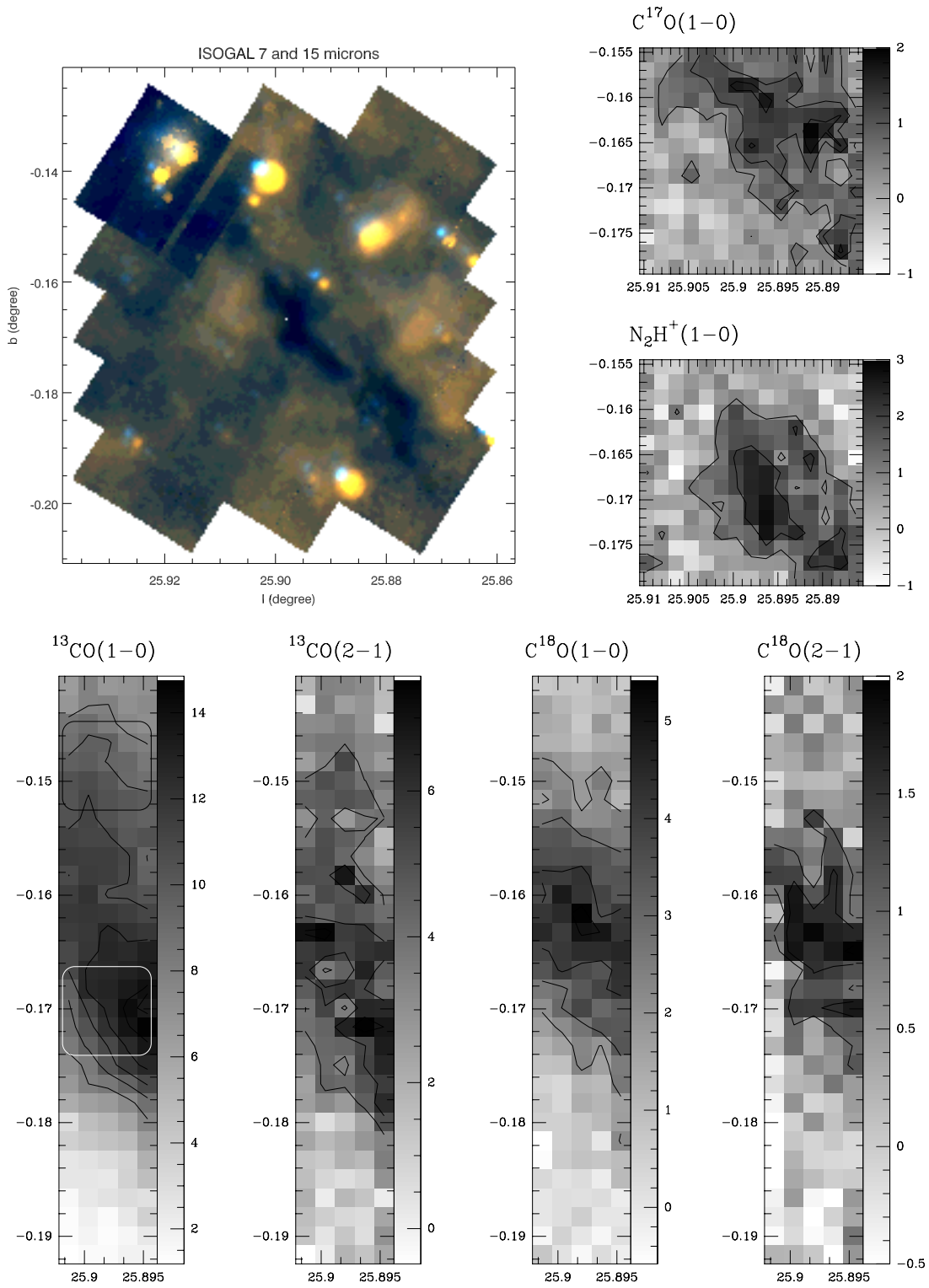


FIG. 3.16 – *Similaire à la figure 3.9 pour le champ DF+25.90-0.17. Contours : 8-14/1.5 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(1-0)$), 4-7/1.5 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(2-1)$), 2-5/1 $K km s^{-1}$ ($C^{18}O(1-0)$), 1-2/0.5 $K km s^{-1}$ ($C^{18}O(2-1)$), 0.5-2/0.5 $K km s^{-1}$ ($C^{17}O(1-0)$) et 1-3/1 $K km s^{-1}$ ($N_2H^+(1-0)$).*

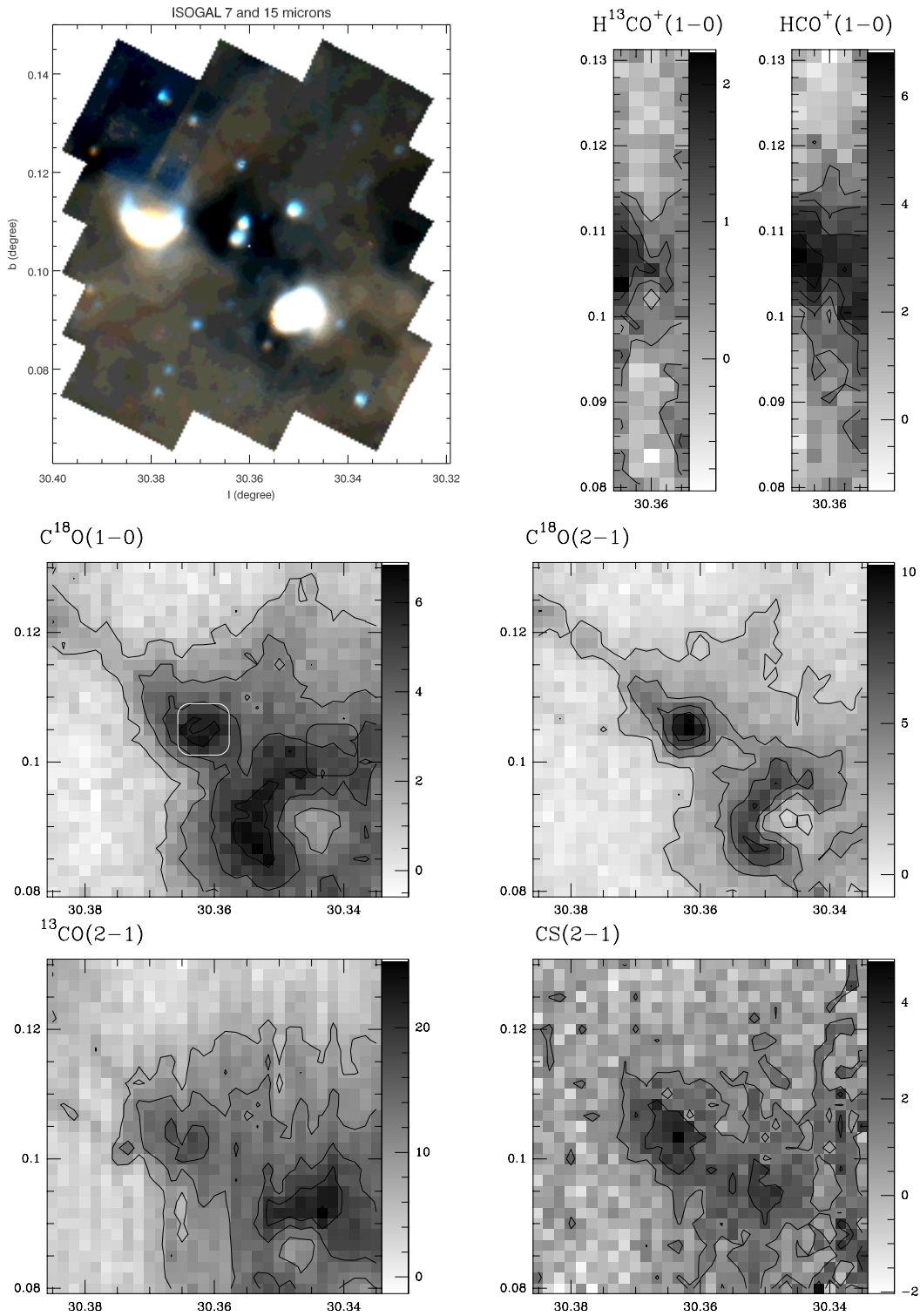


FIG. 3.17 – Similaire à la figure 3.9 pour le champ $DF+30.36+0.11$, première composante ($94-98 \text{ km s}^{-1}$). Contours: $1.5-4.5/1.5 \text{ K km s}^{-1}$ ($\text{CS}(2-1)$), $8-24/4 \text{ K km s}^{-1}$ ($^{13}\text{CO}(2-1)$), $1.5-6/1.5 \text{ K km s}^{-1}$ ($\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$), $2-10/2 \text{ K km s}^{-1}$ ($\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$), $0.5-2/0.5 \text{ K km s}^{-1}$ ($\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$) et $3-7/1 \text{ K km s}^{-1}$ ($\text{HCO}^+(1-0)$).

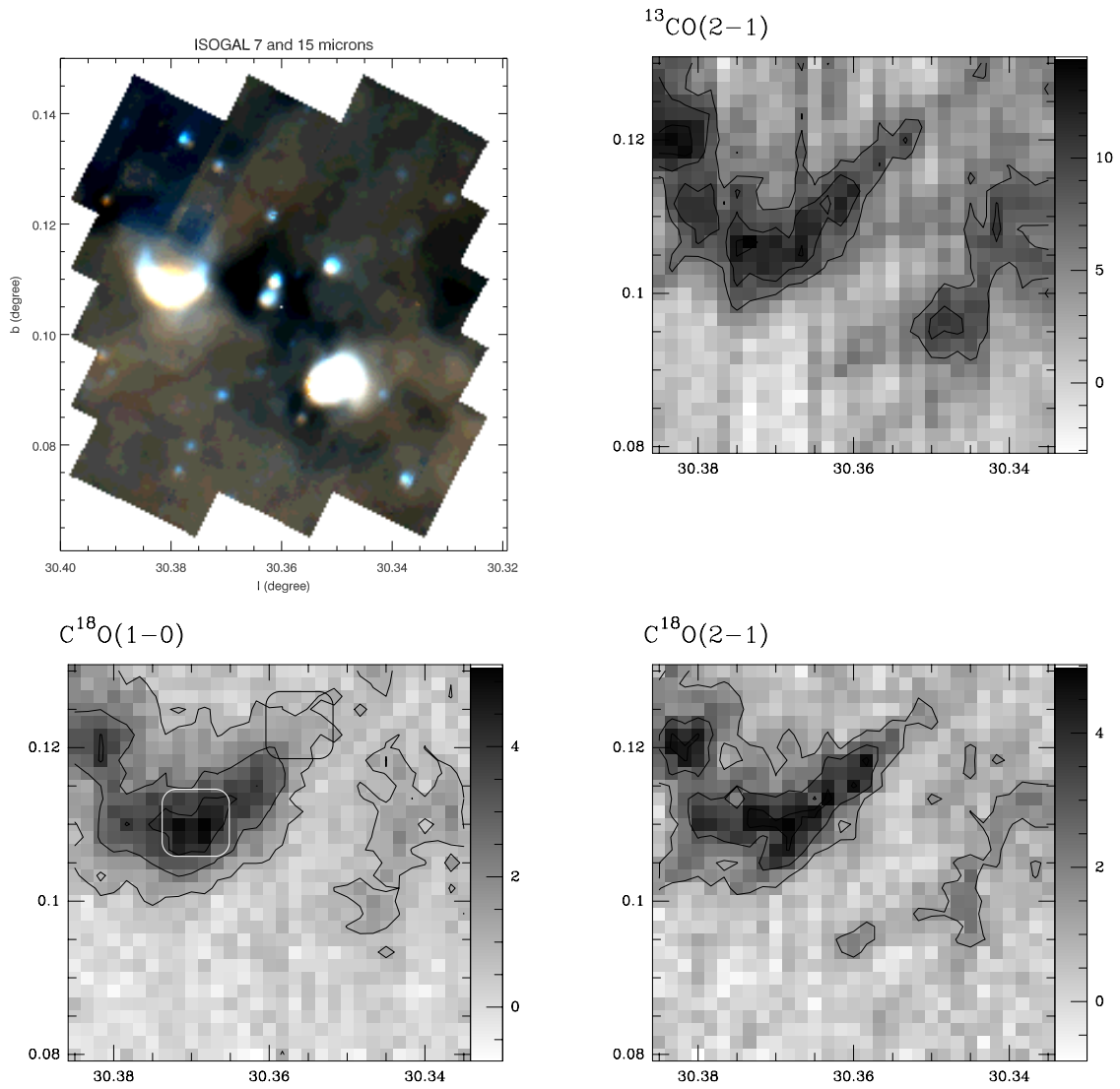


FIG. 3.18 – *Champ DF+30.36+0.11 (deuxième composante, $110-114 \text{ km s}^{-1}$). $7-15/3 \text{ K km s}^{-1}$ ($^{13}\text{CO}(2-1)$), $1-4/1.5 \text{ K km s}^{-1}$ ($\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$) et $1.5-4.5/1.5 \text{ K km s}^{-1}$ ($\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$).*

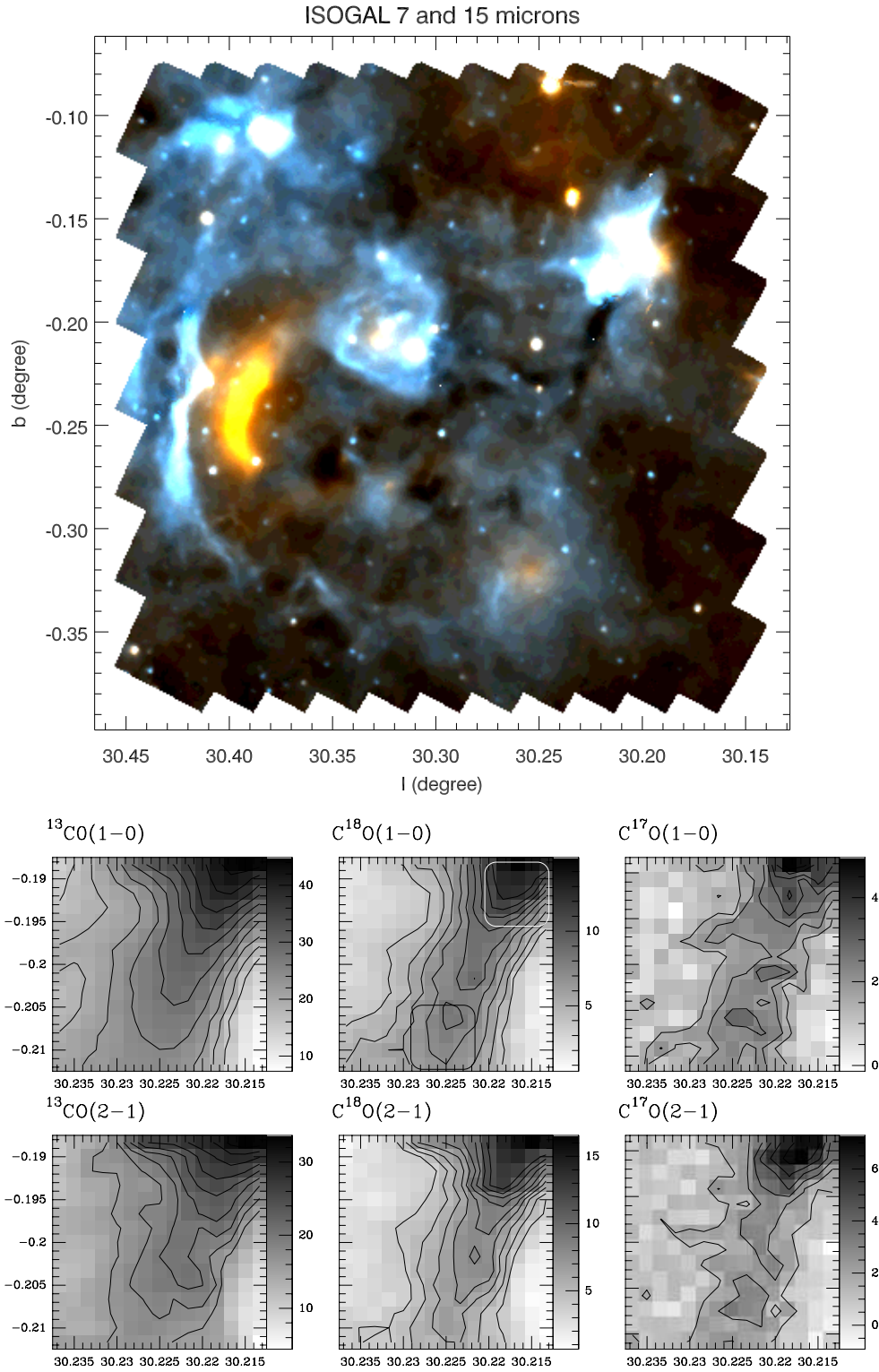


FIG. 3.19 – *Similaire à la figure 3.9 pour le champ DF+30.23-0.20. Contours: 16-45/3 K km s^{-1} ($^{13}\text{CO}(1-0)$), 16-35/2 K km s^{-1} ($^{13}\text{CO}(2-1)$), 4-12/1 K km s^{-1} ($\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$), 4-12/1 K km s^{-1} ($\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$), 1.5-5/0.5 K km s^{-1} ($\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$) et 1.5-6.5/1 K km s^{-1} ($\text{C}^{17}\text{O}(2-1)$).*

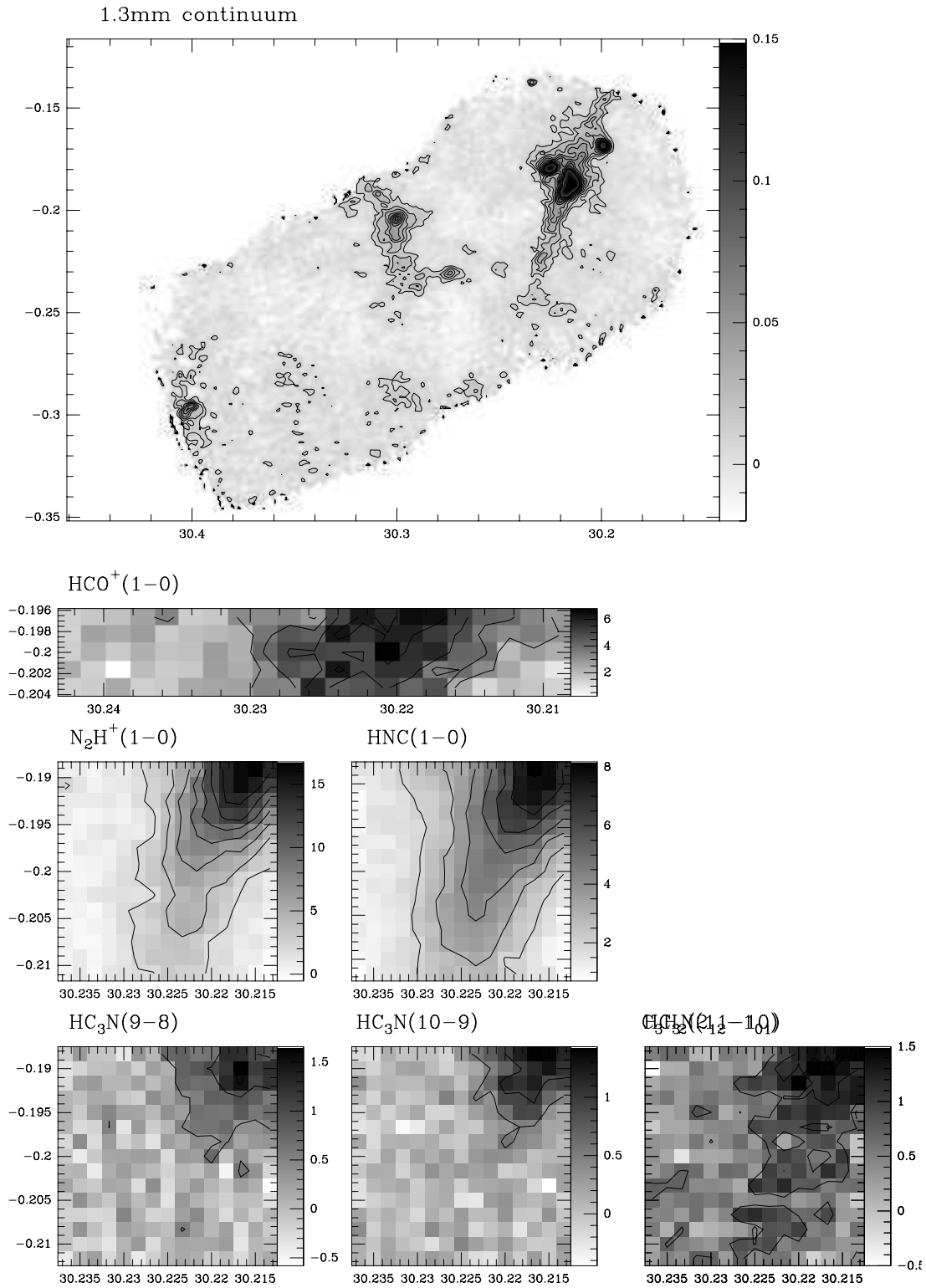


FIG. 3.20 – *Champ DF+30.23-0.20 (suite)*. 10-180/10 mJy/11" beam (continuum, 1.2 mm), 0.5-1.5/0.5 K km s^{-1} ($\text{HC}_3\text{N}(9-8)$), 0.5-1.5/0.5 K km s^{-1} ($\text{HC}_3\text{N}(10-9)$), 0.5-1.5/0.5 K km s^{-1} ($\text{HC}_3\text{N}(11-10)$), 0.7-1.5/0.75 K km s^{-1} ($\text{C}_3\text{H}_3(2_{12}-1_{01})$), 2-15/2 K km s^{-1} ($\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$), 2-8/1 K km s^{-1} ($\text{HNC}(1-0)$) et 3-6/1 K km s^{-1} ($\text{HCO}^+(1-0)$).

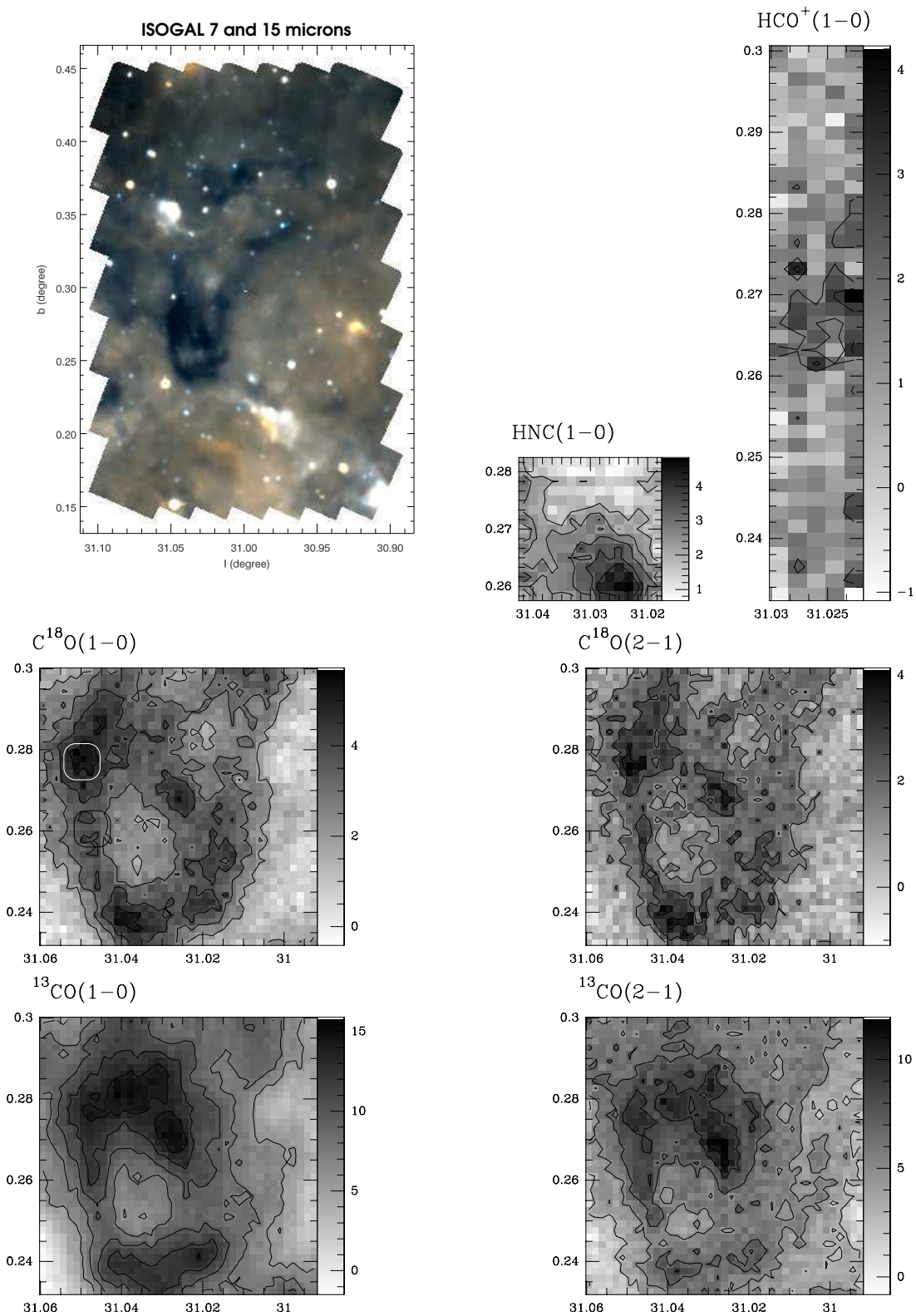


FIG. 3.21 – *Similaire à la figure 3.9 pour le champ DF+31.03+0.27 (première vitesse, 75-81 km s⁻¹). Contours : 6-15/2 K km s⁻¹ (¹³CO(1-0)), 3-12/2 K km s⁻¹ (¹³CO(2-1)), 2-6/1 K km s⁻¹ (C¹⁸O(1-0)), 1.5-4/1 K km s⁻¹ (C¹⁸O(2-1)), 2-4/1 K km s⁻¹ (HCO⁺(1-0)) et 2-5/0.5 K km s⁻¹ (HNC(1-0)).*

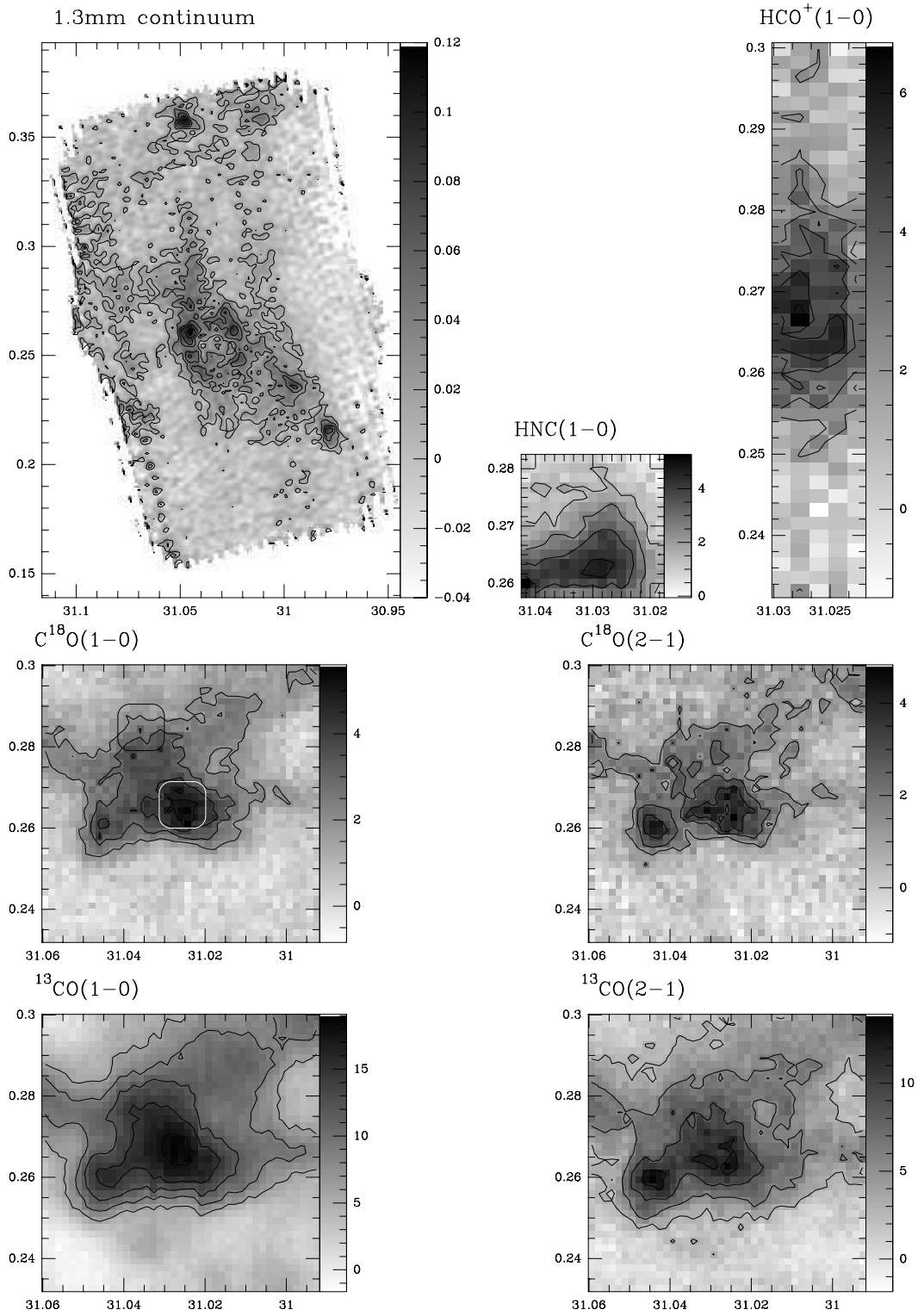


FIG. 3.22 – *Champ DF+31.03+0.27 (deuxième vitesse, 94-98 km s⁻¹). Contours : 15-110/20 mJy/11'' beam (continuum 1.2 mm), 6-20/3 K km s⁻¹ (¹³CO(1 - 0)), 3-15/3 K km s⁻¹ (¹³CO(2 - 1)), 2-6/1 K km s⁻¹ (C¹⁸O(1 - 0)), 1.5-4.5/1 K km s⁻¹ (C¹⁸O(2 - 1)), 2-4.6/1 K km s⁻¹ (HCO⁺(1 - 0)) et 1.5-5.5/1 K km s⁻¹ (HNC(1 - 0)).*

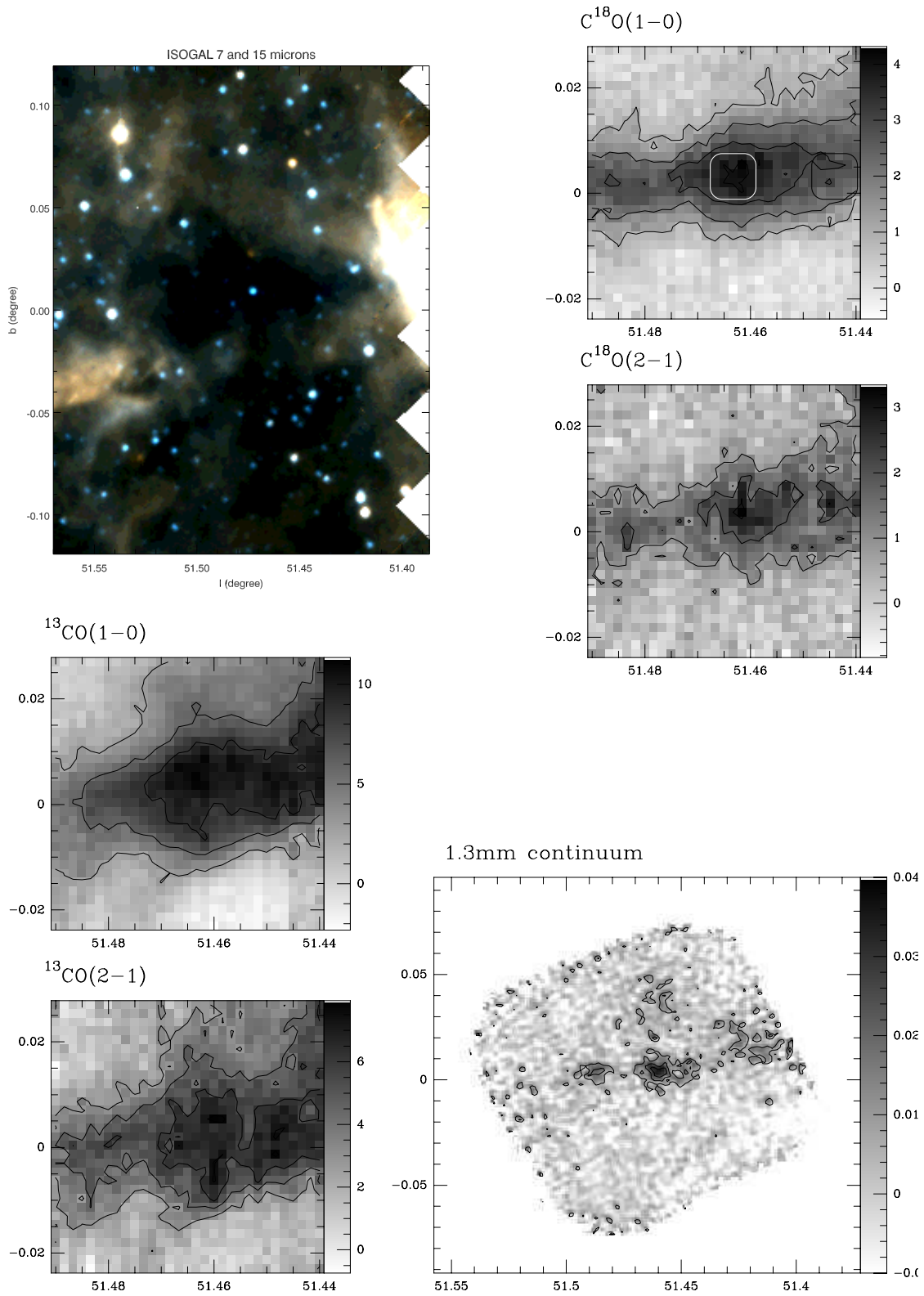


FIG. 3.23 – *Similaire à la figure 3.9 pour le champ DF+51.47+0.00. Contours: 3-12/3 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(1-0)$), 3-8/1.5 $K km s^{-1}$ ($^{13}CO(2-1)$), 1-4/1 $K km s^{-1}$ ($C^{18}O(1-0)$), 1-3/1 $K km s^{-1}$ ($C^{18}O(2-1)$) et 10-40/10 mJy/11'' beam (continuum 1.2 mm).*

3.4 Interprétation des données

Nous présentons ici les éléments principaux de l'analyse des données obtenues dans le domaine radio. Une partie de ces résultats ont fait l'objet d'un article publié (article II) et joint à ce mémoire en annexe G.

3.4.1 Identification et distribution spatiale

La figure 3.24 illustre la position à très grande échelle des objets sur le plan galactique. Comme l'illustrent les figures 3.9 à 3.23, les objets vus en absorption dans l'infrarouge moyen coïncident remarquablement avec l'émission détectée dans le millimétrique, en particulier dans les raies de $C^{18}O$ et le continuum des poussières à 1.2 mm. En ^{13}CO , l'émission apparaît généralement plus étendue et ne parvient probablement pas à sonder les parties les plus denses des cœurs sombres (cf Fig. 4 de l'article II). Dans plusieurs cas, des pics locaux détectés dans les cartes spectroscopiques et continuum coïncident avec l'émission à 7 et 15 μm d'étoiles ou d'amas d'étoiles enfouies détectés par ISO (voir par exemple Fig. 3.9, 3.11 et 3.19). Certaines de ces condensations pourraient donc avoir déjà donné naissance à de jeunes étoiles. Le cas de DF30.23-0.20 est particulièrement remarquable. Le filament sombre s'illumine dans l'infrarouge au voisinage des étoiles, tandis que l'émission continuum, optiquement mince dans ce domaine, révèle plusieurs pics enfouis au sein du filament, et dont certains correspondent à des masers méthanol de classe II détectés lors de relevés systématiques (Caswell *et al.* 1995). Ces masers sont associés à la présence de jeunes étoiles massives (par exemple Minier & Booth 2002, et références incluses).

Plusieurs composantes sont parfois détectées sur la ligne de visée, les formes spatiales y étant associées pouvant être très diverses. Ces structures doivent parfois être combinées afin de retrouver celles tracées dans l'infrarouge moyen. Dans tous les cas, le champ de vitesse apparaît notablement structuré (cf Fig. 5 de l'article II) et les profils de raies s'éloignent parfois de simples gaussiennes, en particulier pour les objets les plus lointains (DF+31.03+0.27, DF+30.36+0.11). La position en vitesse des raies nous permet d'estimer la distance cinématique de ces objets. Nous avons utilisé le modèle proposé par Burton *et al.* (1991), supposant une distance Terre-Centre Galactique $R_0 = 8.5$ kpc et une vitesse de rotation $\Theta_0 = 220$ km s $^{-1}$. Les distances obtenues varient entre 2.8 et 7.4 kpc. Comme l'indique la figure 3.25, les objets sont majoritairement situés dans l'anneau moléculaire, considéré ici entre 4.2 et 5.8 kpc du Centre Galactique, ce qui est en bon accord avec les premières estimations présentées dans l'article I.

3.4.2 Intensités et rapports de raies

Nous nous sommes intéressés aux intensités et profils de raies sur un échantillon de positions. Pour chacun des objets, nous avons défini deux régions, à savoir un *cœur*, choisi autour du ou d'un des pics vus en $C^{18}O$, et une *enveloppe*, située à la périphérie de ce cœur. Ces régions sont indiquées par des carrés blancs et noirs respectivement sur les cartes d'émission intégrée. Dans le cas précis de DF30.23-0.2, la position dite d'enveloppe est à considérer plutôt comme un cœur vu dans les autres objets, la position dite cœur correspondant alors à la périphérie des étoiles enfouies. La figure 7 de l'article II illustre des spectres représentatifs de ces diverses régions, et le tableau 3 résume les paramètres de raies pour chacun des objets.

Rapportées aux objets du voisinage solaire, les intensités de raies sont relativement faibles si l'on considère la masse importante de ces condensations. Ceci pourrait être attribué à un faible facteur de remplissage, en particulier au niveau des espèces attendues

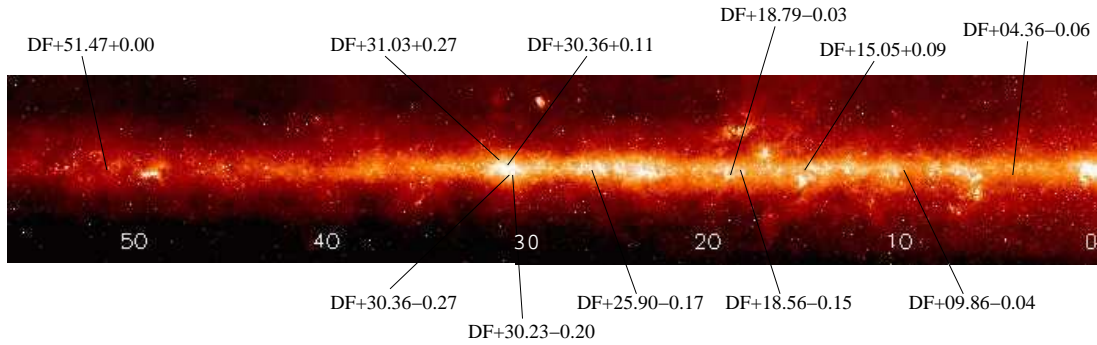


FIG. 3.24 – *Position des nuages sombres ISOGAL sur une image du plan galactique à $8 \mu\text{m}$ obtenue par MSX entre les latitudes 0 et 55 degrés.*

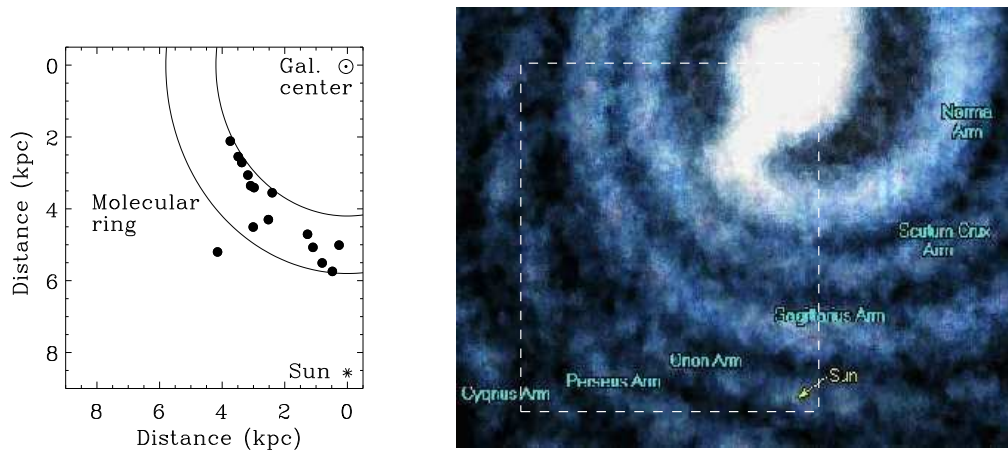


FIG. 3.25 – **Gauche** : *Position des nuages sombres (dans l'infrarouge) de l'échantillonnage ISOGAL observé à l'IRAM, sur le plan galactique. On suppose un modèle tel que $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$ et $\Theta_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$, ainsi qu'un anneau moléculaire situé entre $R=4.2$ et $R=5.8 \text{ kpc}$. **Droite** : *Vue d'artiste du plan de la Voie Lactée, représentant les principaux bras spiraux. La cadre hachuré blanc représente la zone du diagramme de gauche (d'après S. Woosley, Lectures of Astronomy, Stars and stellar evolution, UC Santa Cruz).**

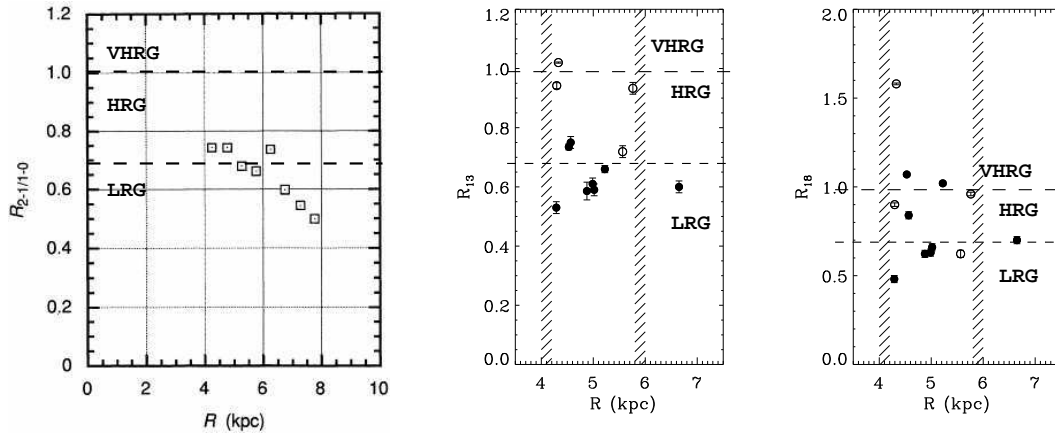


FIG. 3.26 – **Gauche** : variation du rapport de raies de $^{12}\text{CO}(J = 2 - 1/J = 1 - 0)$ rapporté par Sakamoto et al. (1995) en fonction de la distance galacto-centrique, sur un échantillon de mesures situé entre $20^\circ < l < 60^\circ$ et $|b| < 1^\circ$. Les mesures sont moyennées par pas de 0.5 kpc. **Milieu et droite** : répartition des rapports de raies des nuages infrarouge sombres en ^{13}CO et C^{18}O respectivement, en fonction de la distance galacto-centrique. Nous avons distingué les nuages associés (ronds vides) ou non (ronds pleins) à des étoiles enfouies. Les zones hachurées indiquent les positions approximatives des bras du Scutum (gauche) et du Sagittaire- (droite) utilisées par Sakamoto et al. (1997). Pour chacun des graphes, nous avons indiqué les régimes introduits par ces auteurs : VHRG, HRG, et LRG (voir texte).

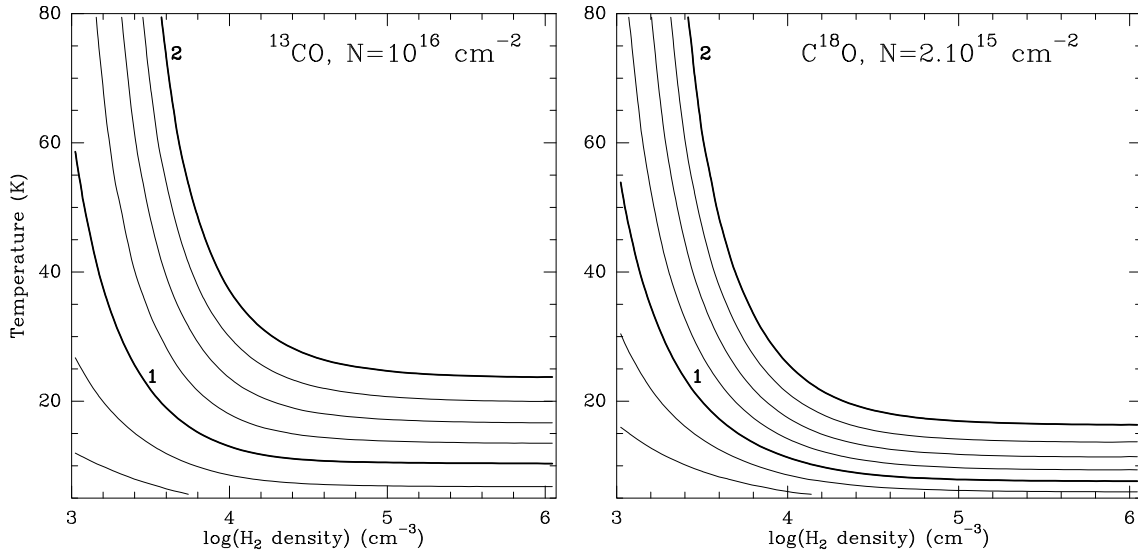


FIG. 3.27 – Simulation LVG du rapport de raies ($J = 2 - 1$)/($J = 1 - 0$) pour ^{13}CO ($N(^{13}\text{CO})=10^{16}\text{ cm}^{-2}$) et C^{18}O ($N(\text{C}^{18}\text{O})=2 \times 10^{15}\text{ cm}^{-2}$). Les rapports vont de 0.5 à 2 par pas de 0.25, les rapports 1 et 2 étant indiqués en gras.

dans les régions les plus denses (HC_3N), mais également à de très faibles températures cinétiques et/ou des effets de collage des molécules sur les grain froids (voir 3.4.3). Les largeurs de raies, en revanche, sont supérieures à celles observées dans les nuages proches, ce qui est cohérent avec la grande taille de ces objets.

Nous avons comparé le comportement de divers rapports de raies à ceux rapportés dans différentes régions de notre Galaxie. D’une manière générale, les rapports inter-transitions (rapports $(J = 2-1)/(J = 1-0)$, notés R_{13} et R_{18} pour ^{13}CO et C^{18}O respectivement) sont relativement constants sur tout le nuage, ceci indépendamment de la position et du canal de vitesse (cf Figs. 9 et 10 de l’article II), un résultat déjà rapporté par Falgarone *et al.* (1998) dans des filaments du voisinage solaire (~ 150 pc). Nous avons réalisé un ajustement aux moindres carrés de ce rapport pour les intensités de raies au pic, et intégrées, en ^{13}CO et C^{18}O respectivement. Ces résultats sont rassemblés en table 4 de l’article II, ainsi que représentés selon la distance au Centre Galactique en figure 3.26. En moyenne, les rapports observés dans les nuages sombres sont supérieurs à ceux rapportés dans des études précédentes, mais restent tout à fait cohérents (0.65 ± 0.15 en ^{12}CO et ^{13}CO , Falgarone *et al.* 1998, 0.66 ± 0.01 en ^{12}CO , Sakamoto *et al.* 1995, 0.83 ± 0.22 en C^{18}O , Kramer *et al.* 1999). Même si des incertitudes sur l’étalonnage ne peuvent être totalement écartées, cette tendance peut caractériser l’état de condensation avancé des nuages sombres infrarouges, comme le suggère également la valeur de 0.75 ± 0.01 rapporté en ^{13}CO par Oka *et al.* (1998) dans une régions incluant des sites de formation d’étoiles. Comme l’indique la figure 3.27, les variations de ce rapport peuvent traduire des variations en températures et/ou en densité (en supposant une quantité de matière constante). De fait, des rapports élevés (> 1) sont observés dans les sources semblant *a priori* héberger des amas d’étoiles jeunes. De même, on voit qu’à conditions identiques en température et densité, C^{18}O présente des rapports de raies plus élevés que ^{13}CO .

Il n’existe à notre connaissance aucun relevé complet de ces rapports en ^{13}CO et C^{18}O dans notre Galaxie, mais les études réalisées en ^{12}CO (par exemple Handa *et al.* 1993, Sakamoto *et al.* 1995, 1997) montrent une nette diminution de ce rapport lorsque l’on s’éloigne du Centre Galactique. Cette tendance est illustrée sur la figure 3.26 à gauche et indique également des augmentations locales que ces auteurs associent aux bras spiraux de notre Galaxie (bras du Scutum et du Sagittaire, cf Fig. 3.25). La position de ces derniers (~ 4.2 kpc et ~ 6 kpc respectivement) est déduites de la distribution des émissions de HI, CO, OH, ainsi que des régions HII, et ajustée selon un modèle de bras spiraux enroulés étroitement (Burton 1971, Sanders 1985, Dame *et al.* 1986). Celui-ci est en bon accord avec la position des rapports élevés dans un diagramme (l, v) (Sakamoto *et al.* 1997). Ils isolent ces rapports en trois catégories: VHRG-gaz à très haut rapport, HRG-gaz à haut rapport, LRG-gaz à bas rapport. Notre échantillon reste très limité pour une comparaison avec de telles analyses statistiques. Une tendance à la décroissance est néanmoins perceptible sur l’échantillon en ^{13}CO , ainsi que deux zones de forts maxima autour de 4.3 et 5.8 kpc, des distances que l’on peut associer aux positions des bras spiraux indiquées par Sakamoto *et al.* (1997). Pourtant, les mêmes objets ne semblent démontrer clairement aucune de ces tendances en C^{18}O . Les rapports de raies de cette espèce apparaissent de plus relativement dispersés. Afin de comprendre cette différence, nous avons calculé le rapport R_{13} sur les rares couvertures grand champ disposant des 2 transitions (DF+51.47+0.00 et DF+30.23-0.2). Pour ce faire, nous avons inter-étalonné les cartes NANTEN et KOSMA à partir des petits champs IRAM, ce qui revient à estimer le facteur α introduit dans la technique de correction des lobes d’erreur (cf 3.3.3). Comme nous l’avons vu, cet inter-étalonnage est relativement approximatif dans le cas de DF+30.23-0.20 (champ IRAM trop petit, cf facteur α trouvé autour de 2), si bien que nous nous

sommes limités au champ DF+51.47+0.00. Une fois les cartes étalonnées en T_{mb} , le rapport obtenu est $R_{13} = 0.66 \pm 0.2$, compatible avec la valeur trouvée sur le champ IRAM (cf tableau 4 de l'article II). Un échantillon statistique plus important, et un calcul équivalent sur C^{18}O , seraient requis pour une comparaison plus complète, mais on peut imaginer que le gaz tracé à petite échelle en ^{13}CO reste confiné aux couches externes des nuages, lesquelles apparaissent raisonnablement connectées au gaz environnant à plus grande échelle. Aussi, la tendance globale observée à l'échelle galactique pourrait se retrouver jusqu'à des échelles semblables à celles sondées ici au 30-m.

3.4.3 Propriétés physico-chimiques des nuages

Une des principales motivations des observations spectroscopiques est la capacité à pouvoir sonder les conditions physico-chimiques en jeu dans les condensations infrarouges. Le jeu de molécules dont nous disposons nous permet de dresser une première carte d'identité de ces objets à différentes échelles. Dans notre cas, nous avons tout d'abord estimé la température à l'aide d'un traceur *a priori* indépendant des hypothèses sur la densité volumique (CH_3CCH), puis nous avons déterminé les densités en utilisant diverses espèces associées à des couches plus ou moins proches du cœur dense (^{13}CO , C^{18}O , HC_3N). La combinaison des informations collectées aux diverses longueurs d'onde nous a alors permis d'estimer les densités de colonne selon plusieurs méthodes, ainsi que d'analyser les possibles effets de déplétion de molécules sur les grains dans ces objets denses et froids.

Températures

Une des méthodes communément utilisées afin de déterminer la température dans les nuages moléculaires consiste à observer l'émission en ^{12}CO . En effet, même à des densités relativement faibles ($\sim 10^{2-3} \text{ cm}^{-3}$), les transitions rotationnelles de faibles J de cette molécule sont le plus souvent optiquement épaisses ($\tau \gg 1$) et, dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL⁶), on peut relier directement la température d'antenne mesurée à la température cinétique du gaz par (voir par exemple Bergin *et al.* 1994) :

$$T_{\text{k}} = T_{\text{ex}} = \frac{h\nu/k}{\ln \left[\frac{h\nu/k}{T_{\text{R}} + J_{\nu, \text{bg}}} + 1 \right]} \quad (3.7)$$

où T_{R} est la température de brillance mesurée et $J_{\nu, \text{bg}}$ la température de brillance du fond cosmologique donné par l'éq. 2.40. Comme la molécule de CO est facilement excitée (faible moment dipolaire), ces conditions vont être rencontrées dès les couches les plus externes des nuages moléculaires sondés et on doit souvent se poser la question du volume de gaz représentatif de la température mesurée par ce biais. Ceci est tout particulièrement significatif dans le cas de gradients de température le long de la ligne de visée, situation peu surprenante dans les nuages moléculaires car les processus de chauffage et de refroidissement en étant à l'origine peuvent varier selon la profondeur dans l'objet. Plusieurs molécules ont alors été proposées afin de sonder les conditions dans les régions internes, généralement plus denses. Parmi elles, les toupies symétriques (par exemple NH_3 , CH_3CCH , CH_3CN) présentent de réels avantages. Dans ces molécules, l'énergie de rotation E est fonction de deux nombres quantiques, J et K , et les règles de sélection ($\Delta J = 0, \pm 1$, $\Delta K = 0$)

6. Un système est dit à l'équilibre thermodynamique local lorsque la population de ses niveaux est complètement déterminée par les collisions avec les atomes ou les molécules de ces niveaux. On parle d'équilibre collisionnel

n'autorisent aucune transition radiative entre les différentes échelles K . Les populations des niveaux J d'une échelle K sont donc entièrement déterminées par les collisions, et leur rapport est presque uniquement fonction de la température (loi de Boltzmann) :

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ul}}{k T_{\text{ex}}}\right) \quad (3.8)$$

où N_u , N_l , g_u , g_l sont les densités de colonne et poids statistiques dans des niveaux supérieurs et inférieurs respectivement, T_{ex} la température d'excitation, et ΔE_{ul} la différence d'énergie entre ces états. La méthode dite du *diagramme de rotation* (Hollis *et al.* 1981, Kuiper *et al.* 1984) consiste alors à se placer dans le cas où les populations de chaque niveau sont à l'ETL et définies par une unique température cinétique T_k . Dans ce cas, la densité de colonne totale et cette température sont reliées par (par ex. Bergin *et al.* 1994):

$$\frac{3k \int T_R \delta v}{8\pi^3 \mu^2 S \nu} = \frac{N_{\text{tot}}}{Q} \exp\left(-\frac{E_u}{k T}\right) \quad (3.9)$$

où S , ν , Q et E_u sont respectivement la force de raie, la fréquence, la fonction de partition, et l'énergie au dessus du niveau fondamental pour la transition considérée, μ le moment dipolaire et $\int T_R \delta v$ l'intensité de raie intégrée. En formant le logarithme de cette équation, on a donc directement accès à T (inverse de la pente, appelée T_{rot}) et, si les autres constantes sont connues, à la densité de colonne totale. Des prédictions réalisées pour CH_3CCH à l'aide de modèles d'excitation à l'équilibre statistiques (Askne *et al.* 1984, Bergin *et al.* 1994) montrent la grande capacité d'une telle méthode à mesurer T_k à partir de T_{rot} , et ceci indépendamment de la densité sur un large domaine. La principale limite de ces estimations est l'absence de calculs précis concernant les taux de collision nécessaires pour ces analyses (dans le de CH_3CCH , ces taux correspondent à ceux de CH_3CN).

Comme les directions relatives de spins des atomes d'hydrogène séparent ces molécules en 2 espèces (*ortho*, $K = 3n$, et *para*, $K = 3n \pm 1$, ou encore, états A et E , respectivement) et qu'aucune transition de quelque nature que ce soit n'est autorisée entre ces états, les diagrammes de rotation doivent en toute rigueur être tracés de façon indépendante pour les deux états. Dans la pratique, on fait généralement l'hypothèse que leur densité de colonne est similaire et, dans le cas d'un milieu chaud, la totalité des points est bien représentée par une droite unique (cf Askne 1984), essentiellement car la température sondée est grande devant la différence d'énergie des niveaux fondamentaux de chacun des deux états. Pour un milieu très froid ($T_{\text{ex}} \sim 5 - 20$ K), ceci n'est plus vrai et les diagrammes associés aux deux états apparaissent décalés (voir Figs. 3.28 et 3.29). La similitude des T_{rot} mesurées pour les espèces *ortho* et *para* peut cependant être considérée comme l'un des critères selon lesquels l'hypothèse d'ETL est raisonnable et les effets d'opacité restent négligeables.

Dans le cadre de cette étude, nous ne disposons pas d'observations en ^{12}CO mais nous avons fait l'hypothèse que l'émission obtenue en ^{13}CO était optiquement épaisse et thermalisée, et ceci en particulier dans la transition ($J = 2 - 1$). Dans ce cas, l'éq. 3.7 s'écrit :

$$T_k \simeq \frac{10.55}{\ln\left[\frac{10.55}{T_R + 0.24} + 1\right]} \quad (3.10)$$

Tout comme l'étude des rapports de raie, nous avons concentré cette analyse sur les positions dénommées cœur et enveloppe. Les températures résultantes sont rassemblées dans le tableau 3.4. Les températures obtenues sont relativement basses et bien représentées par une moyenne de 9.2 ± 2.1 K (DF+30.23-0.20 exclut). Dans certains cas, ces températures ne

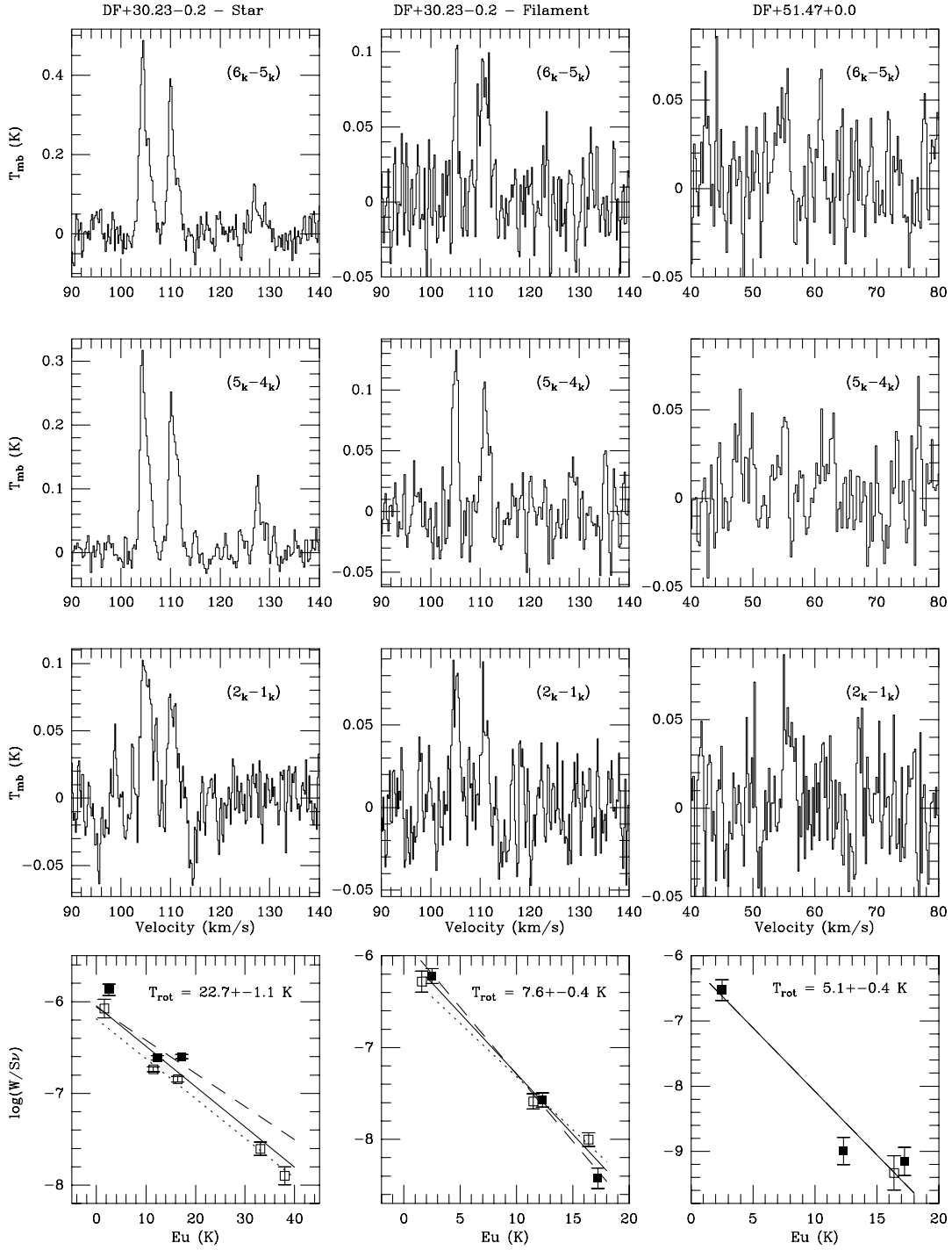


FIG. 3.28 – Spectres obtenus dans les transitions ($J = 6_k - 5_k$), ($J = 5_k - 4_k$) et ($J = 2_k - 1_k$) de CH_3CCH , ainsi que les diagrammes rotationnels associés. Les carrés pleins (resp. la droite hachurée) et les carrés vides (resp. la droite en pointillés) correspondent aux espèces dans l'état de symétrie A (resp. E). La droite en trait plein correspond à l'ajustement des deux états confondus, dont la température résultante est indiquée.

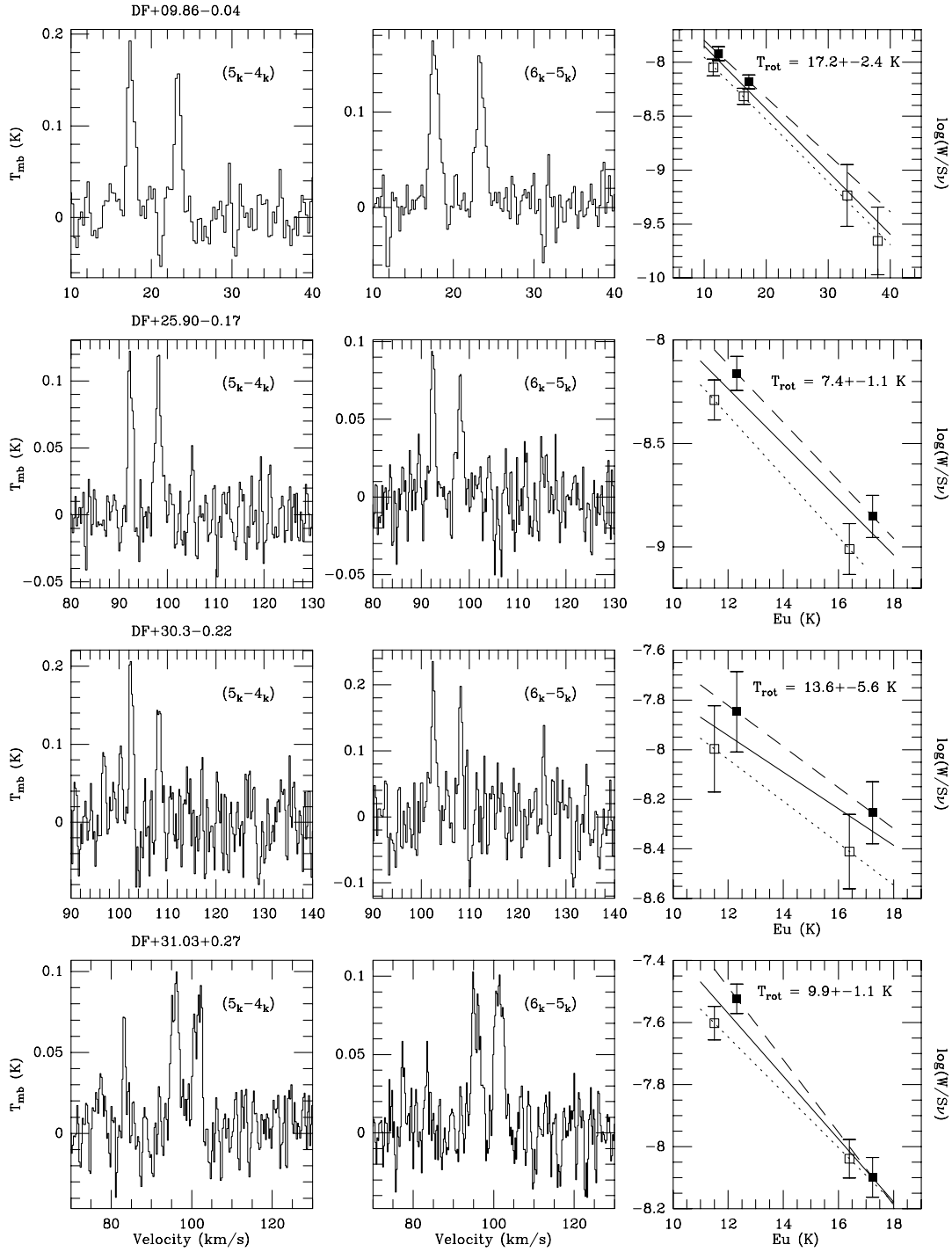


FIG. 3.29 – *Similaire à la figure 3.28 dans les deux transitions autour de 3 mm.*

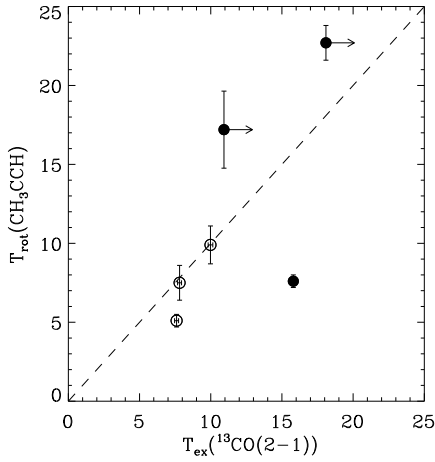


FIG. 3.30 – Comparaison des températures obtenues en supposant l'émission $^{13}\text{CO}(2-1)$ optiquement épaisse (correspondant à la T_{ex}), et à partir des diagrammes rotationnels tracés pour les transitions de CH_3CCH . Les ronds pleins indiquent les objets associés à une potentielle source de chauffage enfouie. Les valeurs inférieures indiquées pour ^{13}CO correspondent à des cas d'auto-absorption.

sont que des valeurs inférieures car les raies apparaissent auto-absorbées. La température déduite de cette manière dans les enveloppes (ainsi que dans certains cœurs) est plus approximative car l'hypothèse selon laquelle ^{13}CO est optiquement épais n'est probablement pas totalement justifiée dans ces cas. En effet, dans ces zones, les raies de ^{13}CO sont plus faibles, et leurs rapports avec les raies mesurées en C^{18}O (notés R_{10} et R_{21} pour les deux transitions considérées) sont supérieurs à ceux obtenus dans les cœurs. On tend alors à s'approcher du rapport attendu entre leurs abondances respectives (cf figures 9 et 10 de l'article II), ce qui suggère une faible épaisseur optique.

En complément de cette estimation ETL directe, nous avons construit les diagrammes rotationnels pour une sélection de sources et de positions à l'aide des transitions collectées au 100-m et au 30-m. Les tailles de lobes principaux de chacune des transitions sont raisonnablement comparables, si bien qu'aux erreurs d'inter-étalonnage près, nous pouvons directement combiner ces données. Nous ne présentons ici que les cas pour lesquels l'ajustement d'une température cinétique représentative de tous les niveaux de population nous a semblé raisonnable. Dans ces cas les températures dans les états A et E sont en très bon accord. Même si l'échantillon reste réduit, deux groupes de sources semblent se dégager : des températures dans le domaine 15-25 K sont observées dans des objets ou des positions associées à des sources potentielles de chauffage, les autres objets présentant des températures d'au plus 10 K. Le cas le plus notable est celui de DF+30.23-0.2, où le passage de 23 à 8 K se fait sur une dizaine de pixels (~ 2 pc à une distance de 6.7 kpc), et ce malgré la dilution par un beam non négligeable devant cette distance.

On peut avoir une idée des possibles gradients de températures dans les objets en comparant les températures obtenues avec ^{13}CO et CH_3CCH , ce dernier nécessitant de plus hautes densités pour être observé. La figure 3.30 présente l'échantillon disponible. Une vue très poussée de la structure en température n'est évidemment pas possible avec si peu de points, mais quelques conclusions simples apparaissent. Dans les cas de nuages ne formant pas d'étoiles, les températures semblent en bon accord, bien que les couches tracées soient très probablement différentes. Dans ces régions apparemment calmes, on peut considérer que le nuage est au premier ordre isotherme, le champ de rayonnement externe ne semblant provoquer aucune discrimination entre les espèces. Dans le cas où ce rayonnement est suffisamment intense (cas typique des régions de photo-dissociation, PDR), les couches les moins denses sont attendues à des températures supérieures à celles des couches internes, mieux protégées du rayonnement (par exemple Draine & Bertoldi

Source	$T_{\text{ex}}(^{13}\text{CO})$ (K)	T_{rot} (K)	n_{H_2} (10^4 cm^{-3})			$N(X)$ (10^{16} ou 10^{12} cm^{-2})		
			^{13}CO	C^{18}O	HC_3N	^{13}CO	C^{18}O	HC_3N
DF+04.36-0.06								
<i>cœur</i>	9.6±0.2	–	0.3±0.1	0.8±0.3	–	1.2±0.2	0.4±0.1	–
<i>enveloppe</i>	8.5±0.2	–	0.6±0.1	0.9±0.3	–	0.7±0.1	0.2±0.1	–
DF+09.86-0.04								
<i>étoile</i>	10.9±0.1	17.2±2.4	0.3±0.1	0.6±0.2	–	1.0±0.1	1.0±0.1	–
<i>cœur</i>	10.9±0.1	–	1.1±0.2	4.0±2.0	–	1.2±0.2	0.2±0.1	–
<i>enveloppe</i>	9.4±0.1	–	1.1±0.2	2.0±1.0	–	0.7±0.1	0.15±0.1	–
DF+15.05+0.09								
<i>cœur</i>	8.6±0.1	–	0.6±0.2	1.4±0.6	–	1.0±0.1	0.4±0.1	–
<i>enveloppe</i>	7.6±0.1	–	–	1.1±0.5	–	–	1.2±0.1	–
DF+18.56-0.15								
<i>cœur</i>	10.2±0.1	–	0.3±0.1	0.5±0.2	–	2.1±0.1	0.3±0.1	–
<i>enveloppe</i>	8.6±0.1	–	0.3±0.1	0.9±0.3	–	1.2±0.1	0.2±0.1	–
DF+18.79-0.03								
<i>cœur</i>	9.9 ±0.1	–	??	≥ 2	–	??	~ 0.4	–
<i>enveloppe</i>	7.8±0.1	–	??	≥ 2	–	??	~ 0.2	–
DF+25.90-0.17								
<i>cœur</i>	7.8±0.1	7.5±1.1	0.3±0.1	0.3±0.1	–	1.9±0.3	0.7±0.2	–
DF+30.23-0.20								
<i>étoile</i>	18.0±0.1	22.7±1.1	0.5±0.1	0.6±0.1	15±5	5.0±0.1	0.6±0.1	2.0±0.7
<i>filament</i>	15.0±0.1	7.6±0.4	??	??	42±28	??	??	1.2±0.5
DF+30.36+0.11								
<i>cœur (1^{ère} vitesse)</i>	12.3±0.2	–	0.4±0.2	3.0±1.5	–	3.0±0.5	0.3±0.1	–
<i>enveloppe</i>	12.0±0.2	–	–	0.9±0.3	–	–	0.2±0.1	–
<i>cœur (2^{ème} vitesse)</i>	14.3±0.2	–	0.6±0.2	1.0±0.2	–	1.0±0.5	0.5±0.1	–
<i>enveloppe</i>	9.0±0.2	–	–	≥ 3	–	–	~ 0.2	–
DF+31.03+0.27								
<i>cœur (1^{ère} vitesse)</i>	8.0±0.1	–	0.3±0.1	1.0±0.3	≥ 8	0.8±0.1	0.2±0.1	1.2±0.4
<i>enveloppe</i>	7.0±0.1	–	0.7±0.2	0.9±0.3	–	0.5±0.1	0.15±0.1	–
<i>cœur (2^{ème} vitesse)</i>	11.6±0.1	9.9±1.2	??	0.9±0.2	12±6	??	0.3±0.1	3.0±0.9
<i>enveloppe</i>	9.0±0.1	–	0.5±0.1	1.8±0.8	–	1.5±0.5	0.15±0.1	–
DF+51.47+0.00								
<i>cœur</i>	8.0±0.1	5.1±0.4	0.4±0.1	1.8±0.8	20±10	0.8±0.1	0.3±0.1	1.8±0.6
<i>enveloppe</i>	7.8±0.1	–	0.9±0.3	1.5±0.5	–	1.2±0.1	0.15±0.1	–

TAB. 3.4 – *Températures, densités et densités de colonne moléculaires déduites des différents traceurs. Les densités et densités de colonne sont obtenues à partir d’une analyse LVG en supposant la température connue et donnée par $T_{\text{ex}}(^{13}\text{CO})$ (pour ^{13}CO et C^{18}O) ou T_{rot} (pour HC_3N). Pour cette dernière molécule, les densités de colonne sont données en 10^{12} cm^{-2} . Les points d’interrogation signifient que les conditions n’ont pu être contraintes par l’analyse LVG.*

1999). Ce pourrait être le cas de la position sondée dans le filament sombre à proximité de la source chauffante dans DF+30.23-0.2. Dans ce cas, la température mesurée aux hautes densité est un facteur 2 en-dessous de celle estimée par le traceur optiquement épais. Enfin, le cas contraire peut être observé si une source chauffante est enfouie au sein même des couches les plus denses du nuages. Le gradient croissant de température se fait donc de l’intérieur vers l’extérieur (par exemple Bergin *et al.* 1994). Les deux points concernés par cette interprétation (positions associées à des amas d’étoiles dans DF+09.86-0.04 et DF+30.23-0.2) présentent cependant de l’auto-absorption dans la raie de $^{13}\text{CO}(2-1)$, ce qui pourrait légèrement réconcilier les températures obtenues par les deux traceurs.

Densités

De même que pour les températures, les densités mesurées dans les nuages moléculaires peuvent dépendre énormément des traceurs utilisés. D’une part, les différentes densités critiques impliquent une thermalisation dans des couches de profondeurs diverses selon

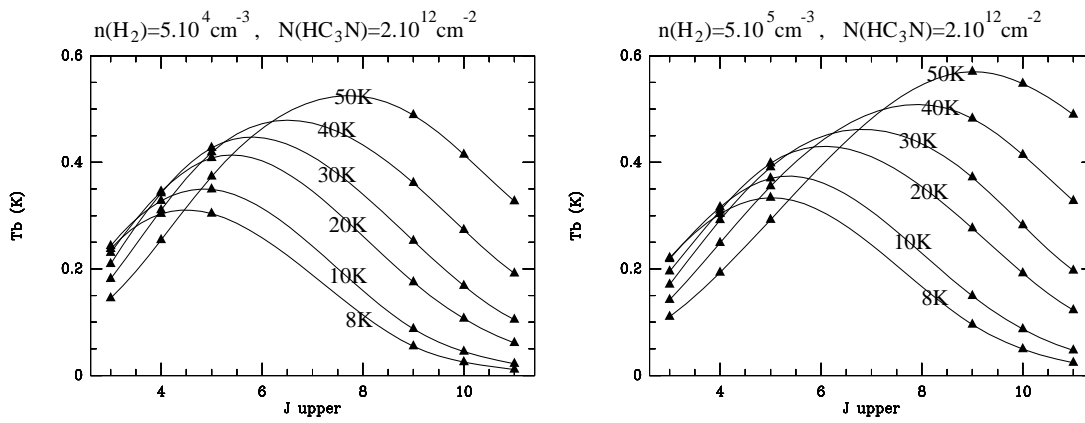


FIG. 3.31 – Prédiction des intensités de raie de HC_3N par un modèle LVG, pour deux cas de densité ($n_{H_2} = 5 \cdot 10^4$ et $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ respectivement), et $N(HC_3N) = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

le traceur. D'autre part, le fort moment dipolaire de certaines molécules n'autorise leur excitation que dans les régions de plus hautes densités. La détermination des densités est de plus rendue complexe par la nature fragmentée des nuages moléculaires et les faibles facteurs de remplissage observés dans les zones les plus denses (Lada *et al.* 1997). Dans tous les cas, la profondeur de la région sondée est limitée par l'épaisseur optique de l'espèce observée.

Les observations de ces traceurs sont alors généralement analysées sur la base d'un modèle hors-ETL combinant plusieurs transitions d'une même molécule et tenant compte des effets de piège radiatif. L'approche la plus communément utilisée est celle dite du *grand gradient de vitesse* (LVG, par exemple Goldreich & Kwan 1974), qui revient, pour les nuages moléculaires, à faire l'hypothèse que la densité, les températures d'excitation et cinétique y sont uniformes. Le transfert de rayonnement est représenté par une simple probabilité d'échappement, d'expression simple en géométrie sphérique ou plan-parallèle. Au-delà de cette approximation, les techniques de Monte-Carlo (par exemple Bernes 1979, Spaans 1996) ont l'avantage de permettre le traitement d'un milieu de distribution et de géométrie quelconques.

Comme l'excitation dépend à la fois de la température et de la densité, il est souvent difficile de les déterminer isolément. C'est pourquoi on cherche souvent à mesurer la température indépendamment (cf paragraphe précédent), laquelle température est utilisée pour l'analyse multi-transition réalisée dans l'hypothèse LVG. On se bute alors à nouveau au problème des couches sondées par le traceur de température et de densité respectivement. Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé les deux premières transitions rotationnelles de ^{13}CO et $C^{18}O$, ainsi que diverses transitions du cyano-acétylène (HC_3N), traceur des régions *a priori* les plus denses de nos objets. Ce dernier présente l'avantage d'être optiquement mince dans les nuages moléculaires, au contraire d'autres traceurs "standards" tels que CS et H_2CO , et présente de nombreuses raies dans le domaine radio, favorisant les analyses multi-transition (Vanden Bout *et al.* 1984, Bergin *et al.* 1996). Afin de bien rendre compte du peuplement des différents niveaux à l'équilibre statistique, ces transitions doivent cependant être suffisamment espacées, condition *a priori* remplie par un jeu de données combinant des raies autour de 1 cm (100-m) et 3 mm (30-m) respectivement. La figure 3.31 illustre la distribution des températures de brillance

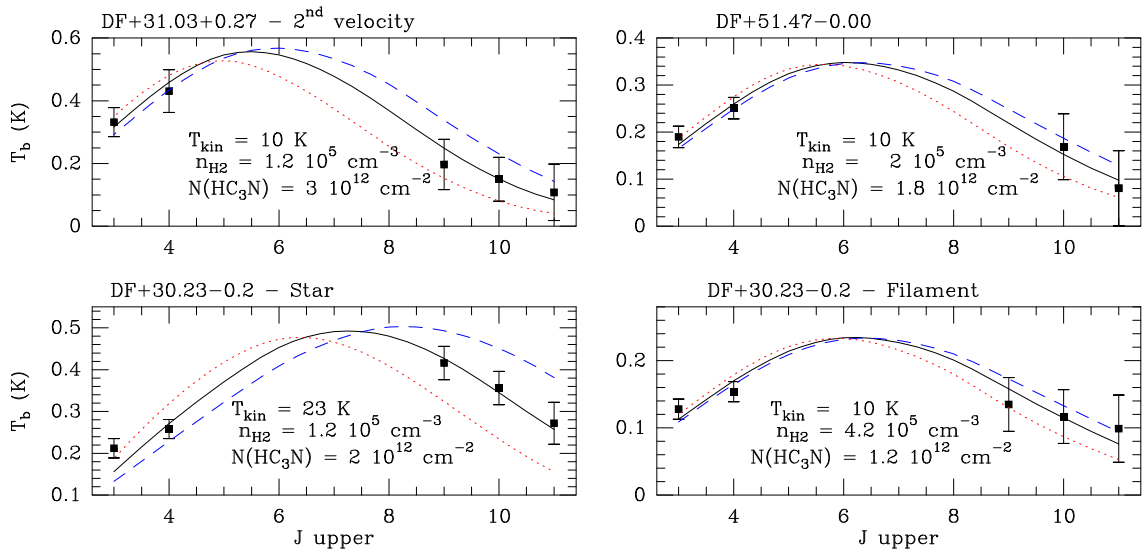


FIG. 3.32 – Intensités des raies de HC_3N pour 4 sources, et ajustements LVG associés. Les paramètres LVG utilisés correspondent au milieu des domaines déduits de l’analyse et rassemblés dans le tableau 3.4. Afin d’illustrer l’importance de la combinaison des jeux de données 100-m et 30-m, ainsi que de leur inter-étalonnage, on a tracé également les ajustements obtenus en variant la densité d’un facteur 2 (courbes hachurées) et d’un facteur 1/2 (courbes en pointillés).

calculées dans l’approximation LVG (modèle gracieusement fourni par P. Schilke) pour diverses conditions de température cinétique, densité et densité de colonne. En particulier, on voit que l’utilisation des raies autour de 3 mm ($J = 9 - 8, 10 - 9, 11 - 10$) ne suffit en général pas à contraindre les paramètres recherchés. Elle montre également l’importance de la transition $J = 5 - 4$, proche du pic d’émission en-dessous de 30 K, transition qui avait motivé une campagne d’observation particulière au 100-m, mais qui, comme nous l’avons expliqué précédemment (3.3.4), n’a pas pu être utilisée dans cette analyse.

Dans le cas idéal, deux transitions bien placées suffisent généralement à contraindre densité et densité de colonne, moyennant une hypothèse sur la température. Dans notre cas, on note que l’émission obtenue dans des raies proches en fréquence apporte plus une redondance qu’un réel complément d’information par rapport aux autres transitions de longueur d’onde semblables. De plus, les grandes barres d’erreur amplifient énormément le domaine ($n_{\text{H}_2}, N(\text{HC}_3\text{N})$) respectant simultanément toutes les intensités de raie observées. Nous nous sommes donc limités au domaine défini par les raies présentant le meilleur rapport signal-à-bruit à 1 cm ($J = 4 - 3$) et 3 mm ($J = 9 - 8$) respectivement. Les résultats LVG correspondant au jeu ($n_{\text{H}_2}, N(\text{HC}_3\text{N}), T_{\text{ex}}$) optimal sont présentés figure 3.32 (n_{H_2} et $N(\text{H}_2)$ sont prises au milieu du domaine calculé).

Les densités déduites de HC_3N sont supérieures à 10^5 cm^{-3} , confirmant la nature très condensée des cœurs sombres. Les mêmes calculs réalisés à l’aide de C^{18}O et ^{13}CO révèlent des densité inférieures d’un à deux ordres de grandeur respectivement, ce qui n’est pas surprenant étant données les densités critiques de ces diverses molécules. Les densités de colonne de ^{13}CO et C^{18}O sont comparables à celles observées dans les nuages froids du voisinage solaire (TMC-1 Pratap *et al.* 1997, L134N Dickens *et al.* 2000), mais un ordre de magnitude plus faible pour HC_3N . A ces faibles températures, les régions les

plus denses favorisent le collage des molécules sur les grains (déplétion). Cependant, une analyse précise de ces quantités requiert la connaissance des densité de colonne totales de H_2 (voir paragraphe suivant).

Densités de colonne

Nous avons appliqué diverses méthodes afin de déterminer la densité de colonne totale de H_2 . Comme pour les analyses précédentes, nous nous sommes limités à des positions sélectionnées sur chacun des nuages, et si possible présentant un jeu de données suffisamment complet pour la comparaison de ces techniques. Ces méthodes utilisent l'émission du gaz et de la poussière à diverses longueurs d'onde et permettent en effet une estimation indépendante de $N(H_2)$. Nous donnons ici une brève introduction au formalisme reliant en particulier l'émission des grains aux densités de colonne dont il est question ici.

D'une manière générale, l'extinction due aux poussières interstellaires est la combinaison de l'absorption des photons émis par les étoiles de fond, et de leur diffusion dans une direction différente de la direction incidente. Elle est donc directement reliée à la quantité de matière sur la ligne de visée, mais dépend aussi des propriétés optiques des grains et de leur taille. De nombreux modèles se sont proposés de reproduire la courbes d'extinction des poussières selon la longueur d'onde (par exemple Draine & Lee 1984, Désert *et al.* 1990, Ossenkopf & Henning 1994, pour ne citer que quelques uns de ces travaux). Ces modèles diffèrent essentiellement sur le choix de la composition minérale des grains (graphites, silicates, etc) et/ou sur la distribution des tailles de grains. Dans la vision communément acceptée, l'émission dans l'IR proche et jusqu'à $30 \mu\text{m}$ est due à des hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAHs, $\sim 0.4\text{--}1.2 \text{ nm}$), tandis que des très petits grains (VSGs, $\sim 1.2\text{--}2.5 \text{ nm}$) et des gros grains (BGs, $\sim 15\text{--}110 \text{ nm}$) dominant dans les domaines de longueurs d'onde s'étendant de 30 à $60 \mu\text{m}$ et au-dessus de $70 \mu\text{m}$ respectivement (cf Stepnik *et al.* 2002a).

Ces extinctions s'expriment sous forme de magnitudes rapportées à la différence des extinctions observées en bande B (0.44 nm) et V (0.55 nm), aussi appelée excès de couleur $E(B - V) = A_B - A_V$. Pour le milieu interstellaire diffus, on utilise généralement la relation empirique donnée par $R_V = A_V/E(B - V) = 3.1$ (Spitzer 1978). Dans un milieu plus dense, ce facteur peut être supérieur ($R_V = 5.3$, par exemple Kim *et al.* 1994). Une relation liant densité de colonne d'hydrogène et excès de couleur a alors été proposée par Bohlin *et al.* (1978) sur la base d'observations avec le satellite Copernicus :

$$N(H + H_2) = 5.8 \cdot 10^{21} \times E(B - V) \text{ atomes/cm}^2 \quad (3.11)$$

En prenant $R_V = 3.1$, on trouve la relation bien connue donnant la densité de colonne de H_2 en fonction de l'extinction dans le visible (par exemple Frerking *et al.* 1982):

$$N(H_2) = 0.94 \cdot 10^{21} \times A_V \text{ atomes/cm}^2 \quad (3.12)$$

une formule qui peut être également rapportée à l'opacité dans le visible τ_V définie par $10^{-(A_V/2.5)} = e^{-\tau_V}$, si bien que $\tau_V = A_V/1.086$. Dans la pratique, $N(H_2)$ peut donc être calculée à partir de l'extinction ou de l'opacité à une longueur d'onde λ et d'une courbe d'extinction donnant A_λ/A_V . Cette approche correspond à la première méthode utilisée pour estimer $N(H_2)$ (methode (1) de l'article II), à partir des opacités à $15 \mu\text{m}$ mesurées par Hennebelle *et al.* (article I). Le rapport des opacités τ_7/τ_{15} étant en très bon accord avec le modèle de Draine & Lee (1984), nous avons décidé d'utiliser leur courbe d'extinction

pour lier A_{15} à A_V . La relation utilisée est alors :

$$N(\text{H}_2) \simeq 4.3 \cdot 10^{22} \times \tau_{15} \text{ atomes/cm}^2 \quad (3.13)$$

$$\text{avec } A_V \simeq 46 \times \tau_{15} \quad (3.14)$$

Afin de calculer l'erreur associée à cette détermination, nous devons revenir au modèle simple sur lequel est fondée la mesure de τ_{15} . L'émission infrarouge moyen s'écrit (cf article I) :

$$I_{\text{tot}} = I_{\text{bg}} e^{-\tau} + I_{\text{fg}} \quad (3.15)$$

où I_{bg} et I_{fg} sont respectivement l'émission en arrière et en avant du nuage d'opacité τ . On fait alors l'hypothèse que la principale source d'incertitude sur τ provient des fluctuations intrinsèques de I_{bg} et I_{fg} , et dont l'amplitude totale ϵ est donnée par :

$$\epsilon^2 = \epsilon_{\text{bg}}^2 e^{-\tau} + \epsilon_{\text{fg}}^2 \quad (3.16)$$

Ces contributions sont différentes selon que le nuage est proche ou non. Afin de prendre en compte cet effet, on utilise le facteur $\beta = I_{\text{bg}}/I_{\text{tot}}$ introduit dans l'article I, et tel que les variations peuvent s'écrire :

$$\epsilon_{\text{bg}} = \sqrt{\beta} \epsilon, \text{ et } \epsilon_{\text{fg}} = \sqrt{1 - \beta e^{-\tau}} \epsilon \quad (3.17)$$

En supposant finalement que ces erreurs sont décorrélées, l'erreur sur τ est donnée par (cf éq. 3.15) :

$$\delta\tau^2 \simeq \left(\frac{\epsilon_{\text{bg}}}{I_{\text{bg}}}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_{\text{fg}} e^{\tau}}{I_{\text{bg}}}\right)^2 \quad (3.18)$$

$$\simeq \left(\frac{\epsilon}{I_{\text{tot}}}\right)^2 \left[\frac{1}{\beta} + \frac{1 - \beta e^{-\tau}}{\beta^2} (e^{\tau})^2\right] \quad (3.19)$$

ϵ/I_{tot} étant estimé sur les parties voisines non obscurcies. On voit que cette approche favorise les points de plus faible extinction, mais prend en compte le fait que les erreurs sur les objets les plus proches ($\beta \lesssim 1$) sont moins importantes.

Dans le domaine millimétrique, les gros grains sont généralement à l'équilibre thermique, et bien représentés par une émission de corps noir modifiée par une émissivité dépendant en loi de puissance de la longueur d'onde. Le flux émis dans un angle solide Ω_b est donné par (cf Mezger *et al.* 1986) :

$$\frac{S_\nu}{\Omega_b} = B_\nu(T_{\text{dust}}) (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (\text{Jy}) \quad (3.20)$$

avec τ_ν l'extinction à la fréquence ν et $B_\nu(T_{\text{dust}})$ la loi de Planck à la fréquence ν et la température de grain T_{dust} . Dans cette approche, on fait évidemment l'hypothèse que tous les grains sont à la même température. En écrivant à présent $\tau_\nu = \sigma_\nu^{\text{H}} N_{\text{H}}$, où σ_ν^{H} est la section efficace d'absorption par atome d'hydrogène (cm^2 par atome d'hydrogène), et en supposant l'émission optiquement mince dans le millimétrique (par exemple Motte *et al.* 1998) :

$$N_{\text{H}_2} = \frac{S_\nu}{\Omega_b \mu_{\text{mH}} \kappa_\nu B_\nu(T_{\text{dust}})} \quad (3.21)$$

où $\kappa_\nu = \sigma_\nu^H / \mu m_H$ est l'opacité par unité de masse en $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ (μ et m_H sont le poids moléculaire moyen et la masse d'un atome d'hydrogène respectivement). En restant fidèle au modèle de Draine et Lee et au rapport gaz/grain implicite à l'équation 3.11, nous avons considéré $\kappa_\nu = 0.003 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$. Cette valeur est adaptée à des cœurs denses pré-stellaires avec une incertitude typique d'un facteur 2 (voir Motte *et al.* 1998 et la discussion développée dans cet article). Dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, cette détermination est inversement proportionnelle à la température des grains dont aucune mesure directe n'est disponible. Nous avons ici fait l'hypothèse que $T_{\text{dust}} = T_{\text{gaz}}$, ce qui paraît raisonnable au vu des effets de couplage gaz-grain attendus à ces hautes densités (Goldsmith 2000). Cette approche correspond à la méthode **(2)** de l'article II.

Les deux autres approches considérées reposent sur l'analyse des données moléculaires. Elle entre dans la logique des nombreux travaux précédents se proposant de relier l'émission de traceurs tels que ^{12}CO et ses isotopes à l'extinction dans le visible (par exemple Frerking *et al.* 1982, Cernicharo & Guélin 1987, Lada *et al.* 1994, Alves *et al.* 1999, Bergin *et al.* 2001). Dans un premier temps, nous avons supposé que les densités moyennes estimées dans les cœurs étaient représentatives d'un volume de gaz de taille projetée sur le ciel comparable à celle du lobe principal. Cette hypothèse devient très approximative si la distribution du gaz s'avère fragmentée. L'application de ce calcul aux densités mesurées à travers C^{18}O et HC_3N correspondent aux méthodes **(3)** et **(3')** de l'article II. Enfin (méthode **(4)**), nous avons comparé nos estimations à la relation $(N_{\text{H}_2}, W(\text{C}^{18}\text{O}))$ proposée par Cernicharo & Guélin (1987) dans des nuages locaux. Le tableau 3.5 résume les résultats de chacune des méthodes.

Les estimations fondées sur l'émission des grains (**(1)** et **(2)**) sont relativement proches et dans un rapport 0.65 ± 0.1 . Notons cependant que l'incertitude sur κ_ν n'a pas été prise en compte dans les barres d'erreur de $N(\text{H}_2)_{1.2\text{mm}}$. Une augmentation de l'émissivité à 1.2 mm est nécessaire afin de réconcilier les estimations infrarouge et millimétriques. Ceci est en accord avec des observations récentes de nuages denses dans le voisinage solaire (Cambresy 2001, Stepnik 2002a), et semble être satisfait si l'on considère des poussières sous forme d'agrégats poreux de gros et petits grains coagulés (Stepnik *et al.* 2002b). Il est cependant impossible de conclure fermement sur cet effet tant que des mesures plus précises de T_{dust} et des paramètres optiques ne seront pas disponibles.

L'application de la méthode **(4)** conduit à des valeurs systématiquement inférieures à celles déduites à partir de la poussière (rapports 2 – 9). La relation de Cernicharo & Guélin ayant été mesurée pour des magnitudes dans le visible inférieures à ~ 6 , ceci suggère que des phénomènes de déplétion affectent la plupart de nos mesures dans les cœurs froids ($A_V \geq 20 - 30$), tendance confirmée par le fait que le plus faible écart est observé pour la position la plus chaude (DF+30.23-0.20). Cette tendance a déjà été rapportée dans la région d'Orion (Dupac *et al.* 2001) où des rapports $N(\text{H}_2)_{\text{dust}} / N(\text{H}_2)_{W(^{13}\text{CO})} \sim 2 - 7$ sont observés en utilisant le modèle de Désert *et al.* (1990).

Les estimations fondées sur les méthodes **(3)** et **(3')** traduisent la sensibilité des mesures de densité aux densités critiques des espèces sondées (cf Evans 1980). A nouveau, les valeurs déduites de C^{18}O suggèrent une sous-estimation de la quantité de H_2 due à une sous-estimation de la densité. Les estimations fondées sur le traceur dense (HC_3N) sont elles au contraire supérieures à celles déduites de la poussière. Ceci pourrait indiquer un facteur de remplissage inférieur à 1 (valeur considérée dans l'approche **(3')**), en accord avec l'image d'un milieu fragmenté dans les régions les plus denses des nuages (cf Lada *et al.* 1997).

Source	(1) N_{H_2} (mid-IR)	(2) N_{H_2} (1.2mm)	T_{dust} supposée (K)	(3) N_{H_2} (HC ₃ N) (LVG+taille)	(3') N_{H_2} (C ¹⁸ O) (LVG+taille)	(4) N_{H_2} (C ¹⁸ O) (Cernicharo et al.)	T_{kin} supposée (K)
DF+09.86-0.04 ^(A)	3.4±1.5	6.1±1.7	10	–	2.9±1.5	1.4±0.3	10
DF+09.86-0.04 ^(B)	3.1±1.4	4.8±1.7	17	–	0.6±0.1	1.1±0.2	17
DF+15.05+0.09 ^(A)	7.7±3.4	12.6±1.7	8	–	1.2±0.6	1.6±0.3	8
DF+30.23-0.20							
<i>proximité de l'étoile</i>	5.0±1.8	8.3±2.7	25	12±6	0.9±0.1	4.2±0.8	25
<i>flament</i>	8.5±3.0	11.1±1.7	8	42±28	? ^(C)	2.8±0.5	8
DF+31.03+0.27							
<i>1^{ère} composante^(A)</i>	–	11.1±1.7	10	≥10	0.75±0.15	2.0±0.4	10
<i>2^{ème} composante^(A)</i>	–	17.7±1.7	10	12±6	3.5±1.5	2.0±0.4	10
DF+51.47-0.00 ^(A)	–	7.7±1.7	10	≥14	1.2±0.3	1.6±0.3	10

TAB. 3.5 – Densités de colonne de H_2 moyennées sur une lobe de $20''$, en unités de 10^{22} cm^{-2} . (A) : données prises à la position du cœur. (B) : données prises à proximité de l'amas d'étoiles indiqué par le cadre blanc pointillé en figure 3.9. (C) : dans ce cas, la densité n'a pu être contrainte.

Analyse de la déplétion

Comme nous l'avons souligné à plusieurs reprises dans ce mémoire, les faibles densités de colonne de H_2 obtenues directement à partir des raies d'émission de traceurs gazeux suggèrent qu'une fraction significative des molécules telles que C^{18}O soit collée sur les grains. Ce phénomène, connu sous le nom de déplétion, est prédit par les modèles de chimie (Léger 1983, Bergin & Langer 1997) et présente une forte dépendance à la température des grains et à la densité du milieu. Pour des températures $T_{\text{dust}} \gtrsim 20$ K, Bergin *et al.* (1995) prédisent par exemple que toutes les molécules de CO et O_2 se sont évaporées de la surface des grains. De nombreuses évidences observationnelles ont de plus été rapportées dans divers objets. Des raies associées à des glaces de CO ont été observées en absorption à travers des nuages sombres (par exemple Tielens *et al.* 1991). D'autre part, la diminution apparente des abondances de nombreuses molécules (C^{18}O , CS , HCO^+ , HCN) dans les régions de forte extinction a été de plus en plus observée depuis quelques années (Kramer *et al.* 1999, Caselli *et al.* 1999, Bergin *et al.* 2001).

Cet effet a une conséquence directe sur les estimations des densités de colonne et de masses des nuages froids car les molécules utilisées (CO et isotopes) ne tracent plus correctement la quantité totale de H_2 dès que l'on pénètre dans les parties les plus denses et les plus éteintes des cœurs sombres. Un des diagnostics les plus utilisés afin d'identifier ces effets consiste à comparer l'émission moléculaire à l'extinction visuelle sur la ligne de visée. Des analyses fondées sur les techniques de comptage d'étoiles et de mesure du rougissement au passage du milieu opaque ont montré de façon relativement systématique que la molécule de C^{18}O n'est plus linéairement corrélée à A_V au-delà de 10-15 mag (par exemple Lada *et al.* 1994, Alves *et al.* 1999, Bergin *et al.* 2001). Cette saturation peut même s'accompagner d'une diminution relative des intensités de C^{18}O aux A_V les plus grands (Bergin *et al.* 2002). Afin de dissocier ces tendances d'effets d'opacité (cf les saturations ^{13}CO vs C^{18}O des figures 9-10, article II), certains auteurs ont montré que des effets similaires étaient observés sur les isotopes les plus rares des molécules étudiées (C^{17}O , Kramer *et al.* 1999, C^{34}S Bergin *et al.* 2001), lesquels sont très probablement optiquement minces. Enfin, les interprétations fondées sur les considérations de déplétion ont été renforcées par l'observation de molécules à très faibles énergies de liaison sur les grains (N_2H^+ , N_2D^+ , cf Caselli *et al.* 2002) et censées être peu affectées par la collage sur grains froids. La chimie particulière de ces molécules provoque de plus une différenciation marquée avec C^{18}O . En effet, cette dernière, en combinaison avec les électrons, représente le principal agent destructeur d'ions tels que N_2H^+ , si bien qu'en cas de déplétion de C^{18}O , l'abondance de ces ions doit passer d'un niveau presque nul à des quantités facilement détectables et, le cas échéant, dominantes devant les espèces physisorbées. Ce comportement, bien reproduit par les modèles de chimie incluant des interactions gaz-grain, a également été confirmé observationnellement dans de nombreux cœurs denses (Bergin *et al.* 2002, Tafalla *et al.* 2002).

Nous avons utilisé la combinaison de ces diagnostics afin d'analyser la possibilité de pareils effets aux grandes échelles associées à nos nuages. On rappelle en effet que les régions considérées s'étendent de 1 à 3 pc en diamètre équivalent (moyenne géométrique). Malgré cela, la haute résolution spatiale permise par le 30-m (0.3-0.7 pc en C^{18}O) est comparable à celle d'étude considérant des objets proches (~ 0.2 pc). Pour ce faire, nous avons créé des cartes d'extinction à partir des opacités à $15 \mu\text{m}$ estimées dans l'article I, et de l'équation 3.14 (on suppose que le point d'absorption maximale sur un champ ISOGAL correspond au τ_{15}^{max} mesuré par Hennebelle *et al.* 2000). On compare alors ces extinctions

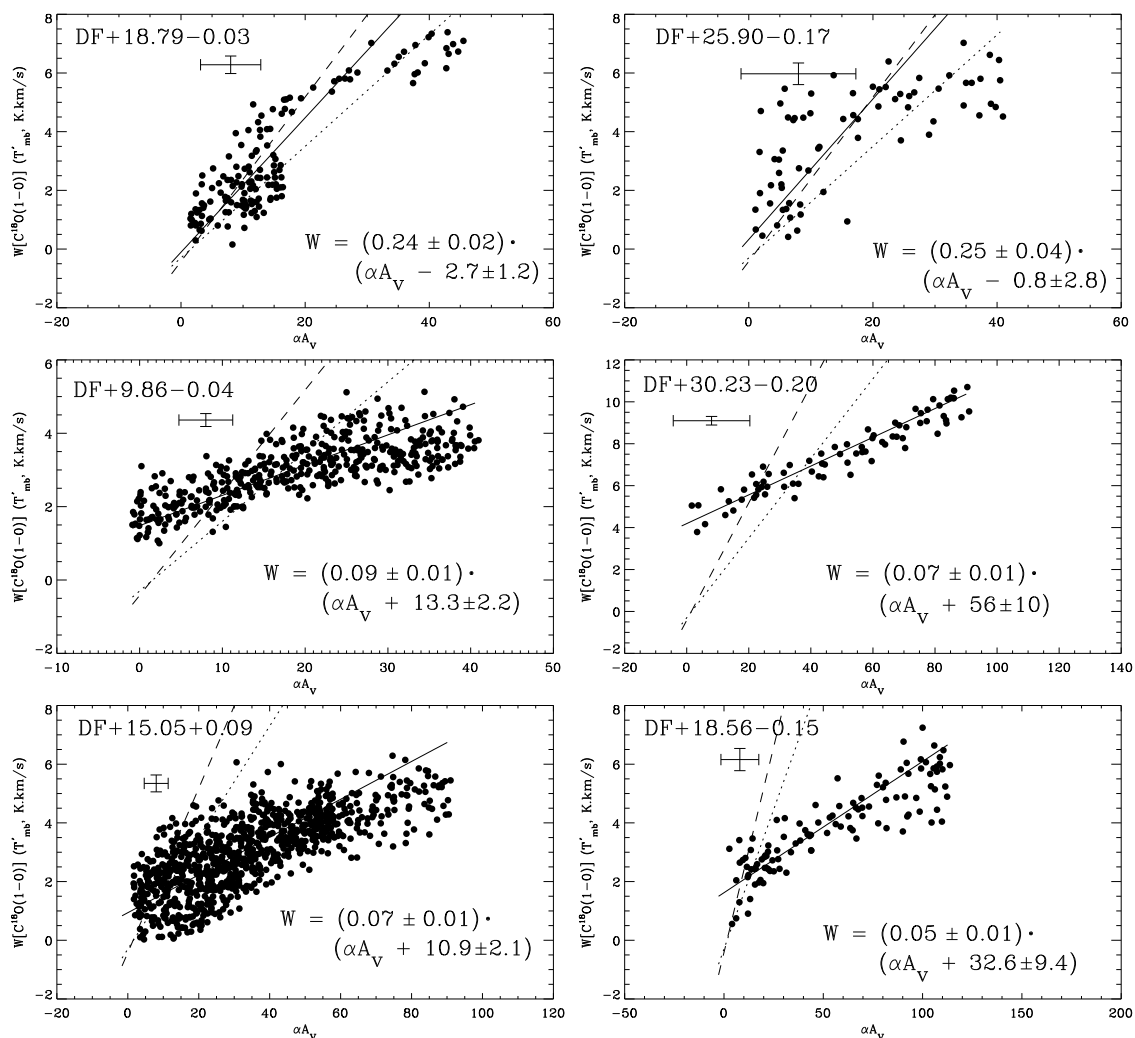


FIG. 3.33 – Diagrammes de dispersion entre l'intensité intégrée de $C^{18}O(1-0)$ et l'extinction dans le visible déduite des observations dans l'infrarouge moyen. α dépend de la loi d'extinction A_V/A_{15} , et vaut 1 pour le modèle de Draine & Lee (1984). Les barres d'erreur représentent la médiane des barres d'erreur sur l'ensemble du jeu de données. La droite en gras correspond à un ajustement bivariant aux moindres carrés, dont les résultats sont indiqués sur chaque diagramme. Les droites en tirets et pointillées correspondent respectivement aux ajustements rapportés par Cernicharo & Guélin (1987) et Alves et al. (1999).

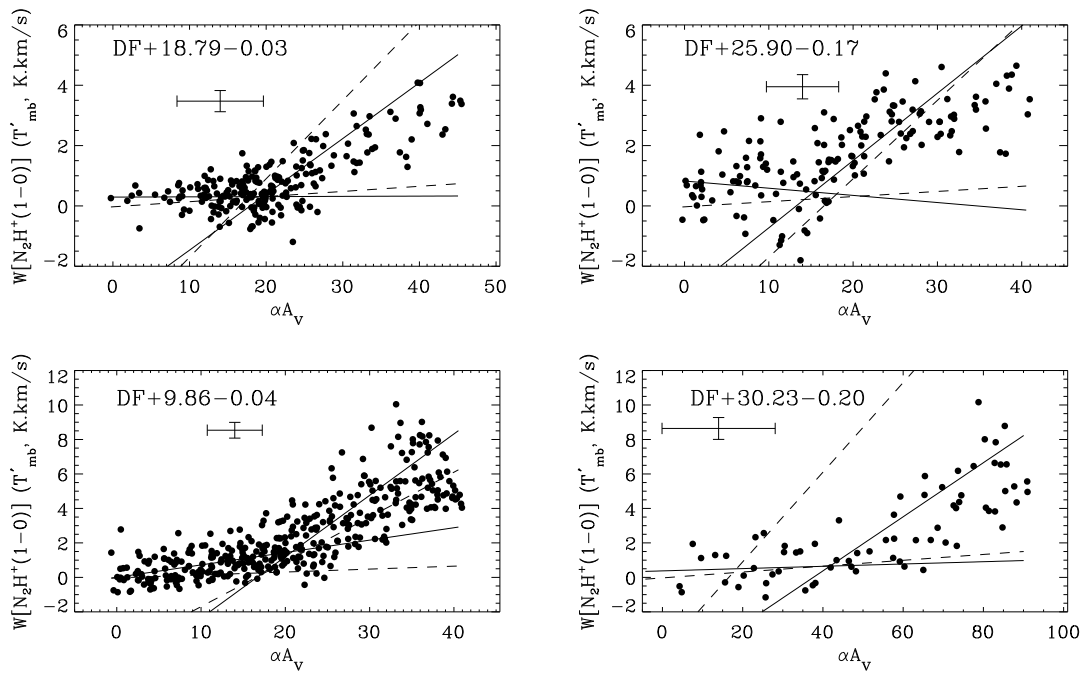


FIG. 3.34 – *Similaire à la figure 3.33 pour $N_2H^+(1-0)$. Les droites en trait plein correspondent à un double ajustement bivarient aux moindres carrés réalisé sur les domaines ($A_V \leq 15$ mag) et ($A_V \geq 15$ mag) respectivement, sauf pour $DF+30.23-0.20$ où la frontière est prise à 30 mag. Les droites en tirets correspondent au même ajustement rapporté par Bergin et al. (2001).*

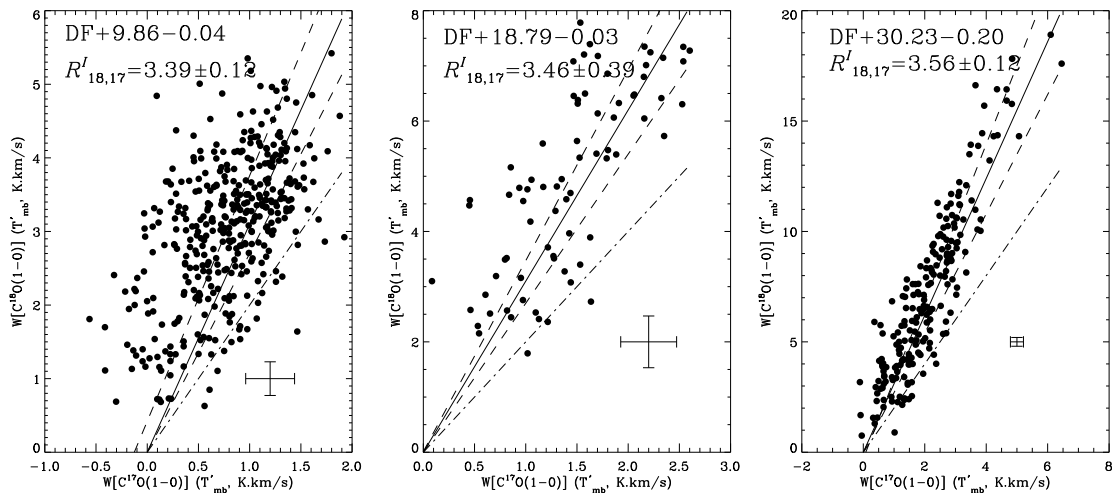


FIG. 3.35 – *Diagrammes de dispersion entre $C^{18}O(1-0)$ et $C^{17}O(1-0)$. La droite en tirets fins correspond à l'ajustement bivarient aux moindres carrés. Les barres d'erreur représentent la médiane des barres d'erreur sur l'ensemble du jeu de données. Les droites en gras illustrent les domaines au-dessus desquels $\tau_{18} < 0.5$ (trait plein), $\tau_{18} < 1$ (tirets) et $\tau_{18} < 2$ (tirets-points).*

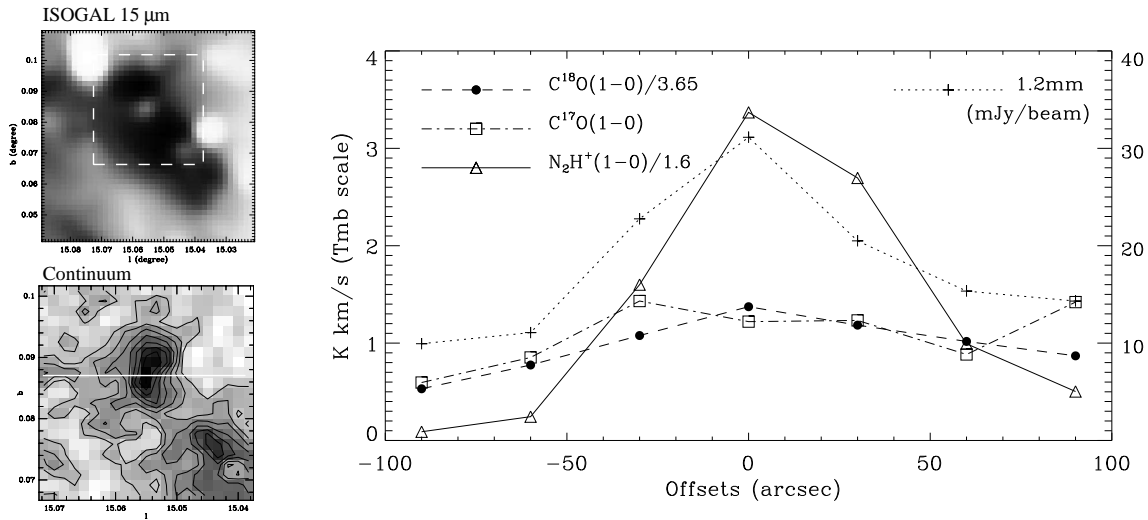


FIG. 3.36 — **Gauche** : champ ISOGAL (haut) et carte continuum à 1.2 mm (bas) centrés sur la source DF+15.05+0.09. Le cadre en pointillé blanc sur le champ ISOGAL correspond à la carte continuum. **Droite** : Coupe longitudinale réalisée le long du pic continuum (ligne blanche). Afin d'améliorer le rapport signal-à-bruit, chaque point de la coupe est la moyenne de 5 pixels ($30''$).

aux données collectées en C¹⁸O et N₂H⁺ sur la base d'une résolution commune de $22''$. Les corrélations pixel à pixel sont présentées en figures 3.33 et 3.34. Une cassure similaire à celle rapportée dans d'autres travaux est observée dans le domaine $A_V = 15 - 25$, légèrement supérieure à la limite trouvée dans les nuages du voisinage solaire. On note cependant que l'analyse quantitative de cette limite dépend de la valeur retenue pour le facteur α , coefficient correctif au rapport d'extinction $\tau_{15\mu\text{m}}/\tau_V$. Il faut ajouter que notre échantillon favorise les objets de très forte extinction, une différence majeure avec les études fondées sur le comptage d'étoiles dont la limite de sensibilité est proche de $A_V \simeq 30$ (cf Alves *et al.* 1999). Malgré ces limitations, on remarque que nos quelques points à $A_V \leq 15 - 20$ ne sont pas incompatibles avec les relations rapportées dans des nuages proches. DF+9.86-0.04 et DF+30.23-0.20 semblent être des cas particuliers. En effet, même à très faible extinction, l'émission de C¹⁸O reste significative. Ceci est probablement lié aux jeunes étoiles identifiées dans ces objets et dont le rayonnement chauffe les cœurs environnants. Bien que nous ayons supprimé les pixels associés aux étoiles visibles sur les champs ISO, le risque subsiste que leur contribution n'ait pas été suffisamment masquée lors de la convolution au lobe C¹⁸O, résultant en des points de faibles A_V à des positions de forte émission moléculaire due au chauffage proche.

L'analyse des cartes Figs. 3.10, 3.12 et 3.20 montre de plus une excellente corrélation spatiale entre l'émission intégrée de N₂H⁺ et celle de la poussière. Une coupe réalisée à travers un pic d'émission continuum à 1.2 mm (Fig. 3.36) confirme la tendance déjà suggérée par les diagrammes de dispersion et comparable aux résultats rapportés dans des cœurs sans étoiles du voisinage solaire (Caselli *et al.* 1999). N₂H⁺ émet de façon relativement plate jusqu'à $A_V = 15 - 20$, puis semble augmenter en rapport avec la saturation de C¹⁸O. Cette saturation ne semble pas être due à des effets d'opacité. En

effet, nous avons cartographié l'émission de l'isotope rare $C^{17}O$ sur une sélection de champs et étudié sa corrélation avec $C^{18}O$. D'une manière générale, le rapport des températures d'antenne des 2 isotopes peut s'écrire (par exemple Myers *et al.* 1983):

$$R_{18,17} = \frac{T_{18}}{T_{17}} = \frac{(J_{18}(T_{\text{ex}}) - J_{18}(T_{\text{bg}})) [1 - \exp(-\tau_{18})]}{(J_{17}(T_{\text{ex}}) - J_{17}(T_{\text{bg}})) [1 - \exp(-\tau_{17})]} \quad (3.22)$$

Dans l'hypothèse où la température d'excitation et le facteur de couplage du télescope à la source sont les mêmes pour les 2 isotopes (Myers *et al.* 1983), ce rapport s'exprime simplement à l'aide du rapport des abondances $A = [C^{18}O]/[C^{17}O] = \tau_{18}/\tau_{17}$:

$$R_{18,17} = \frac{1 - \exp(-\tau_{18})}{1 - \exp(-\tau_{18}/A)} \quad (3.23)$$

A cause de la structure hyperfine de $C^{17}O$, une partie des composantes hyperfines peut contribuer à la température au pic utilisée dans le rapport. Ceci dépend de la structure en vitesse du milieu émissif et ajoute par conséquent une incertitude sur T_{17} . Ladd *et al.* (1998) montrent que l'utilisation du rapport des températures intégrées ($R_{18,17}^I$) rend tout autant compte de l'opacité étudiée tout en s'affranchissant grandement des incertitudes sur les largeurs de raie. On voit alors dans l'éq. 3.23 que $R_{18,17}^I \rightarrow A$ dans le cas optiquement mince ($\tau_{18} \ll 1$).

Le comportement de ce rapport est illustré figure 3.35. Les données collectées en $C^{17}O$ restent bruitées, cependant les échantillons sont cohérents avec un rapport moyen proche de la valeur $R_{18,17}^I = 3.65$ rapportée par de nombreux auteurs (Penzias 1981, Ladd *et al.* 1998). La plupart des points est en accord avec le critère mince mais une fraction de l'échantillon ($\sim 11\%$, 4% et 6% de gauche à droite de la figure 3.35) présente une opacité supérieure à 2, et 22% (resp. 15% et 17%) supérieure à 1. On note cependant que les points associés aux hautes température, et donc à la saturation sur les diagrammes ($W[C^{18}O], A_V$), correspondent à des émissions optiquement minces, démontrant que la tendance illustrée figure 3.33 n'est pas due à des effets radiatifs et est plus probablement la manifestation d'une déplétion importante des molécules sur les grains froids.

Cette analyse étend les résultats observés dans les nuages proches et confirme que l'utilisation de ^{12}CO et de ses isotopes pour estimer la quantité de matière dans les nuages moléculaires froids est peu adaptée aux grandes extinctions. N_2H^+ , ou mieux l'émission des poussières millimétriques et submillimétriques, semblent être de meilleurs traceurs de la matière mais (i) l'analyse du transfert radiatif de N_2H^+ reste encore limitée par la méconnaissance des taux de collisions (jusqu'à aujourd'hui, les taux utilisés sont en général ceux de HCO^+), (ii) l'interprétation de l'émission continuum est dépendante des propriétés optiques et de la température des poussières, deux paramètres encore relativement difficiles à contraindre. Aussi, il semble que CO ne puisse pas être complètement mis de côté et son utilisation deviendrait plus rigoureuse si des corrections adéquates pouvaient être développées afin de prendre en compte la saturation progressive.

3.4.4 Analyse des masses

Dans la continuité des mesures de paramètres de densité et densité de colonne, nous pouvons estimer les masses présentes dans nos objets. Une première approche consiste simplement à supposer un facteur de remplissage égal à 1 et à relier la densité estimée à une sphère dont le diamètre correspond à la taille apparente du nuage. On note cette

Source	^{13}CO				C^{18}O			
	R (pc)	Δv (km/s)	M_{LVG} (M_{\odot})	M_{vir} (M_{\odot})	R (pc)	Δv (km/s)	M_{LVG} (M_{\odot})	M_{vir} (M_{\odot})
DF+04.36-0.06	1.35	2.3±0.3	2834 ⁺¹³²⁶ ₋₉₀₃	1200 ⁺⁵⁹¹ ₋₃₉₆	0.9	1.3±0.6	1400 ⁺⁸¹⁹ ₋₅₁₇	271 ⁺²⁶⁸ ₋₁₃₄
DF+09.86-0.04	0.88	1.7±0.4	968 ⁺⁵²⁹ ₋₃₄₂	442 ⁺³¹¹ ₋₁₈₃	0.9	1.5±0.4	3664 ⁺⁷⁰⁶⁶ ₋₂₄₁₃	308 ⁺²⁷¹ ₋₁₄₄
DF+15.05+0.09	1.17	2.9±0.3	1845 ⁺²¹³⁰ ₋₉₃₉	1699 ⁺⁶²⁵ ₋₄₅₇	1.2	1.8±0.3	4459 ⁺⁶²²⁰ ₋₂₅₉₇	637 ⁺⁴²⁵ ₋₂₅₅
DF+18.56-0.15	2.0	3.0±0.5	9216 ⁺¹⁰⁶³⁹ ₋₄₉₃₈	3024 ⁺¹⁰⁸⁷ ₋₇₉₉	1.0	2.0±0.3	1632 ⁺³⁵⁸⁰ ₋₁₀₀₀	672 ⁺³⁹³ ₋₂₄₈
DF+18.79-0.03	1.1	1.7±0.3	1313 ⁺¹⁹⁸⁵ ₋₇₉₀	539 ⁺³⁸⁸ ₋₂₂₅	0.7	1.3±0.3	> 1556	217 ⁺²¹⁹ ₋₁₀₉
DF+30.23-0.20								
<i>étoile</i>	1.3	3.7±0.6	1898 ⁺⁵⁵³ ₋₄₂₈	2958 ⁺⁸⁴¹ ₋₆₅₅	1.0	2.5±0.3	1016 ⁺²²³ ₋₁₈₃	1019 ⁺⁴⁵⁴ ₋₃₁₄
<i>filament</i>	1.3	3.0±0.6	4218 ⁺²⁴⁶⁷ ₋₁₅₅₇	1967 ⁺⁷⁰⁶ ₋₅₂₀	1.0	2.2±0.3	> 5257	789 ⁺⁴¹⁰ ₋₂₇₀
DF+30.36+0.11								
<i>cœur (1^{ère} vitesse)</i>	2.0	4.7±0.3	5872 ⁺⁴⁵⁷⁰ ₋₂₅₇₀	5295 ⁺¹³⁷¹ ₋₁₀₈₉	1.8	2.8±0.3	8958 ⁺⁶⁹⁷² ₋₃₉₂₁	2337 ⁺⁹¹⁸ ₋₆₅₉
<i>cœur (2^{ème} vitesse)</i>	1.8	2.0±0.3	7176 ⁺⁸²⁸⁵ ₋₃₈₄₅	1236 ⁺⁷²³ ₋₄₅₆	1.4	1.3±0.3	14758 ⁺¹⁸⁸²¹ ₋₈₂₇₀	397 ⁺⁴¹⁰ ₋₂₀₂
DF+31.03+0.27								
<i>cœur (1^{ère} vitesse)</i>	2.7	3.5±0.8	26454 ⁺²⁴⁶²⁰ ₋₁₂₇₅₂	6550 ⁺¹⁷⁹⁷ ₋₁₄₁₀	2.6	2.7±0.8	21935 ⁺¹⁵³⁸² ₋₉₀₄₂	3673 ⁺¹³⁷³ ₋₁₀₀₀
<i>cœur (2^{ème} vitesse)</i>	2.3	3.2±0.3	12848 ⁺¹¹²²⁷ ₋₅₉₉₂	3957 ⁺¹³²⁰ ₋₉₉₀	1.5	1.6±0.3	14256 ⁺²⁶³⁴⁶ ₋₉₂₅₀	2119 ⁺⁷⁹² ₋₅₇₇
DF+51.47+0.00	1.8	2.6±0.8	8958 ⁺¹⁹³⁷⁰ ₋₂₀₀	2044 ⁺⁸⁶⁹ ₋₆₁₂₅	1.3	1.8±0.3	3375 ⁺⁸¹⁹ ₋₁₄₇₇	708 ⁺⁴¹⁰ ₋₂₈₃

TAB. 3.6 – Paramètres utilisés pour le calcul des masses virielles et LVG. Les largeurs de raies correspondent à la médiane des Δv mesurés sur chaque couverture, les barres d'erreur rendant compte de la dispersion de la moitié de l'échantillon autour de cette médiane. Les densités correspondent à celles du tableau 3.4 et les tailles sont les moyennes géométrique des rayons à mi-hauteur déjà utilisés lors de la correction de l'échelle de température et sur lesquelles aucune erreur n'est considérée.

masse M_{LVG} car on utilise les densités déduites de l'analyse LVG :

$$\begin{aligned}
M_{\text{LVG}} &= \frac{4\pi R^3}{3} \times n_{\text{H}_2} \times \mu m_{\text{H}} \\
&= 0.192 \times \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{\text{cm}^{-3}} \right) \times \left(\frac{R}{\text{pc}} \right)^3 \quad (M_{\odot}) \quad (3.24)
\end{aligned}$$

Une fois encore, cette technique est grandement dépendante du traceur utilisé et on doit se demander si l'on rend bien compte de toute la matière observée. Un choix raisonnable consiste à considérer des espèces d'opacité faible afin de sonder suffisamment de couches sur la ligne de visée. Dans le cas considéré ici, ^{13}CO est en général plus étendu que C^{18}O (photodissociation sélective par exemple). D'un autre côté, ^{13}CO thermalise plus vite et sa densité est sous-estimé, tandis que celle déduite de C^{18}O est effectivement plus importante dans le cœur. Cet effet combiné est illustré en haut à droite de la figure 3.37 : aux considérations de déplétion près, l'utilisation de deux espèces n'a pas de conséquences significatives sur M_{LVG} . Il n'en va pas de même de la masse virielle. La masse virielle considérée ici est celle pour laquelle la force gravitationnelle est exactement compensée par l'énergie cinétique due à la dispersion des vitesses dans le nuage (*équilibre viriel*). En principe, cette masse n'est une bonne estimation de la masse du nuage que si un tel équilibre est effectivement atteint pour le nuage considéré. Dans le cas d'un système sphérique, cela s'écrit (par exemple MacLaren *et al.* 1988) :

$$\begin{aligned}
M_{\text{vir}} &= k_1 \frac{(\Delta v)^2 R}{2 \ln 2 G} \\
&= 168 \times \left(\frac{\Delta v}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \times \left(\frac{R}{\text{pc}} \right) \quad (M_{\odot}) \quad \text{si } \rho \propto 1/r^{1.5} \quad (3.25)
\end{aligned}$$

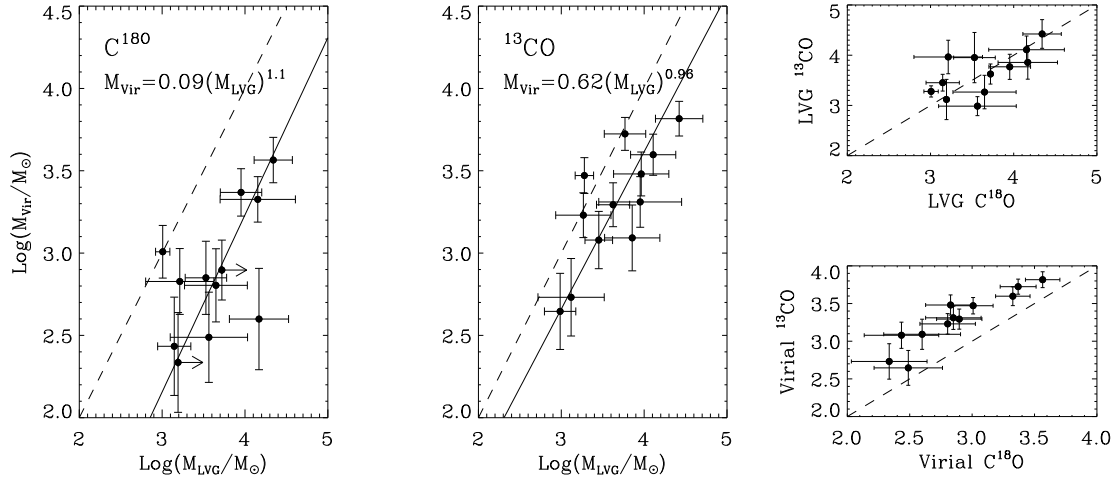


FIG. 3.37 – Comparaison des masses virielles aux masses déduites de l’analyse LVG pour $C^{18}O$ et ^{13}CO (gauche et milieu). Les barres d’erreurs sont celles indiquées dans le tableau 3.6. Les droites en pointillé représentent l’équilibre viriel, et les droites en trait plein correspondent aux ajustements bivariants en excluant DF+30.23-0.20 - étoile. Les diagrammes de droite comparent les deux traceurs. Voir le texte pour une discussion à ce sujet.

Le facteur k_1 dépend de la distribution de densité selon la distance au centre du nuage $\rho(r) = 1/r^n$. Lorsque cette loi n’est *a priori* pas connue, MACLaren *et al.* montrent que $\langle n \rangle \sim 1.5$ ($k_1 = 4/3$) est une moyenne raisonnable sur un ensemble de nuages moléculaires. A cause des différences d’épaisseur optique, on s’attend à des raies plus larges en ^{13}CO qu’en $C^{18}O$. La combinaison de cet effet et des différences de rayon provoque des masses virielles en ^{13}CO systématiquement plus importantes que pour $C^{18}O$ (Fig. 3.37 en bas à droite). En conséquence, les masses virielles ^{13}CO apparaissent plus proches de leur contrepartie LVG que dans le cas de $C^{18}O$ (Fig. 3.37 gauche et milieu).

L’analyse des rapport $R_{lvg}^{vir} = M_{vir}/M_{LVG}$ peut également nous renseigner sur la stabilité gravitationnelle du nuage. Comme l’illustre la figure 3.37, ce rapport est relativement constant. Etant données les importantes barres d’erreur à prendre en compte, le rapport obtenu pour ^{13}CO ($R_{lvg}^{vir} = 0.62 \pm 0.4$) n’est pas incompatible avec un ensemble de nuages à l’équilibre viriel. Ces mêmes barres d’erreurs ne peuvent cependant compenser le fort écart à l’équilibre obtenu pour $C^{18}O$ ($R_{lvg}^{vir} \sim 1/10$). Un tel comportement a été décrit par de nombreux auteurs comme un critère de formation d’étoiles (Kawamura *et al.* 1998, Yonekura *et al.* 1999). Pourtant, seule une faible fraction de nos objets semble associée à de jeunes amas d’étoiles. De plus, le cas le plus évident d’activité intense (DF+30.23-0.20 - étoile) se démarque notablement de l’échantillon en se plaçant exactement sur la droite d’équilibre viriel. Plusieurs interprétations sont alors possibles. D’une part, on peut imaginer que les nuages sont effectivement dominés par l’effondrement au niveau des cœurs et pas des enveloppes, et que l’activité de formation stellaire est dans une phase extrêmement récente (cœurs pré-protostellaires, Ward-Thompson *et al.* 1994), scénario mentionné par

Carey *et al.* (1999) pour des objets semblables à ceux considérés ici. Dans ce cas, des signes d'effondrement devraient être détectables dans la structure en vitesse de certaines molécules (H_2CO , HCO^+ , cf Zhou *et al.* 1993, Tafalla *et al.* 1998). Une autre possibilité serait que d'autres facteurs tels que le champ magnétique viennent contribuer au support de ces objets massifs (Myers & Goodman 1988). Cette hypothèse a été avancée par Fontani *et al.* (2002) afin d'expliquer un rapport $R_{\text{vir}}^{\text{vir}}$ de l'ordre de 1/3 pour leur échantillon de région HII Ultra-Compactes. Le champ magnétique nécessaire au support des cœurs massifs est de quelques mG. Un calcul équivalent réalisé sur nos objet conduit au même ordre de grandeur.

Cependant, l'importante dispersion de vitesse observées dans nos objets ($2\text{--}3 \text{ km s}^{-1}$) indique que ces nuages massifs ne sont probablement pas homogènes. Ceci suggère un milieu grandement fragmenté, compatible avec des facteurs de remplissage volumiques de l'ordre de 1/10. Dans ce scénario, on pourrait donc imaginer un milieu composé de petits cœurs froids très condensés et fortement dilués à l'échelle des lobes considérés ici. Ceci va de plus dans le sens des écarts observés entre $N(\text{H}_2)\text{-HC}_3\text{N}$ et $N(\text{H}_2)\text{-poussière}$.

3.5 Perspectives

A l'issue de ce travail aux longueurs d'onde radio, une première carte d'identité a pu être établie sur un échantillon de ces nuages sombres infrarouges. Même si leur comportement peut différer sur certains aspects, ces nuages semblent bien appartenir à une même famille de condensations froides très opaques enfouies dans des nuages moléculaires géants. Il est intéressant de noter que de nombreux phénomènes observés en leur sein sont semblables à ceux rapportés dans des objets plus proches généralement moins massifs et moins étendus.

Cependant, leur distance implique que la structure à plus petite échelle reste encore inconnue, et certains résultats semblent encore limités par les effets de dilution dans des lobes de l'ordre de 0.3-0.7 pc. L'interférométrie apparaît alors comme un outil indispensable afin de progresser dans la compréhension des conditions pouvant donner naissance à ces objets, et dirigeant leur évolution. En particulier, la question de la formation d'étoiles massives est probablement un des thèmes majeurs liés à ces nuages. Certains d'entre eux semblent en effet héberger déjà des associations OB, dont la luminosité déduite des cartes IRAS est de l'ordre de quelques $10^5 L_{\odot}$. Une famille d'objets similaires pourraient avoir été observée par Brand *et al.* (2001). La population de cœurs proto-stellaires massifs décrite par ces auteurs présente des paramètres comparables aux quelques nuages infrarouge sombres associés à de jeunes amas d'étoiles. Ceci pourrait suggérer que les plus froids de nos nuages correspondent à une phase antérieure à ces cœurs et sont effectivement de futurs sites de formation d'étoiles massives. Des agents de support tels que le champ magnétique pourraient alors être au cœur des facteurs influant sur leur évolution. Cet aspect relève d'un travail de modélisation et, le cas échéant, d'observations requérant une très grande sensibilité.

Des telles mesures pourraient également nous renseigner sur la stabilité de ces objets. L'analyse présentée ici est encore limitée par la difficulté d'estimer correctement les quantités de matière présentes dans les nuages sombres. En particulier, avec des densités de colonne telles que celles observées ici, des traceurs autres que CO et ses isotopes sont requis afin de sonder les régions les plus denses et les plus profondes. Ces milieux pourraient également être le siège d'importants changements dans la composition de la phase solide. Une estimation indépendante des quantités de matière passe par la compréhension

de l'éventuelle évolution des propriétés optiques des grains. C'est dans le domaine submillimétrique (ALMA, HSO) qu'il faudra alors chercher certaines de ces réponses en obtenant une image plus complète de l'émission des poussières sur un grand domaine spectral.

Chapitre 4

Étude de la nébuleuse de la Tête de Cheval dans le millimétrique

Contents

La dernière partie de ce mémoire présente un travail débuté en fin de thèse en collaboration avec des chercheurs de l'IAS à Orsay. Ce travail dédié à la nébuleuse de la Tête de Cheval se propose d'analyser les conditions physico-chimiques présentes dans la région de photo-dissociation (PDR) au bord de ce nuage, mais aussi dans le nuage moléculaire parental. En particulier, les observations conduites dans des raies moléculaires millimétriques et dans l'émission millimétrique des poussières offrent une vision de la structure de cet objet à une résolution bien supérieure à celle de tous les travaux publiés à ce jour. Ma participation à ce projet a principalement consisté à analyser les données obtenues dans des raies de ^{12}CO et isotopes, et à les relier aux informations obtenues par ISO dans l'infrarouge moyen (Abergel *et al.* 2000, 2002). Une partie de ces résultats est présentée dans l'article III en annexe G de ce mémoire. Dans les sections suivantes, nous donnons une brève description de la problématique associée aux PDRs, puis présentons les données collectées dans le cadre de ce travail et les analyses y faisant référence.

4.1 Les régions de photo-dissociation

Nous ne donnons ici qu'une courte introduction aux PDRs. Pour une description plus complète on renvoie aux récentes revues publiées par exemple par Sternberg (1998) et Hollenbach & Tielens (1997, 1999).

D'une façon générale, on appelle région de photo-dissociation (ou région dominée par les photons) toute partie du milieu interstellaire où le rayonnement des photons dans l'UV lointain (photons émis par des étoiles proches, ou le champ de rayonnement interstellaire) est suffisamment important pour provoquer la dissociation des molécules présentes dans le milieu. Les PDRs se caractérisent par la coexistence sur des couches de profondeurs diverses d'espèces à l'état ionisé, atomique et moléculaire. La profondeur de ces couches, c'est-à-dire les échelles et les conditions pour lesquelles ont lieu les transitions entre ces états, dépend à la fois de la densité du milieu ainsi que du champ de rayonnement FUV. Ces phénomènes ne se limitent pas aux interfaces illuminées de nuages moléculaire plus ou moins denses, mais s'observent également dans les nébuleuses par réflexion, le gaz neutre

présent dans l’enveloppe des nébuleuses planétaires, ainsi que dans les noyaux de galaxies actives.

Le champ de rayonnement est habituellement mesuré à l’aide du paramètre G_0 . Ce paramètre est défini comme le champ inter-stellaire moyen du voisinage solaire (Habing 1968), et correspond à $1.6 \times 10^{-10} \text{ W cm}^{-2}$. Il peut atteindre des valeurs de quelques 10^6 à la proximité immédiate d’une étoile O par exemple.

La compréhension des PDRs passe par l’analyse des processus thermiques et physico-chimiques en jeu dans le milieu. Ceux-ci dépendent principalement des espèces en interaction avec le champ UV, et donc de la profondeur à laquelle on se place. Les poussières participent à ces interactions principalement à travers les processus d’absorption et de diffusion. Elles jouent un rôle important dans le chauffage du gaz en transférant au milieu une fraction considérable du rayonnement par effet photo-électrique, mais aussi au travers de la formation des molécules de H_2 à leur surface (cf 3.1). L’absorption est à l’origine d’une part significative de l’émission IR venant du MIS. Le refroidissement du gaz est dominé par les raies de structure fine ([CII] $158 \mu\text{m}$ et [OI] $63 \mu\text{m}$ principalement), par l’excitation collisionnelle des niveaux de rotation de H_2 , et par les raies de CO, dont des niveaux de hauts J peuvent être assez facilement peuplés.

En avant de la PDR (i.e. en direction de l’étoile), la région HII, lorsqu’elle est présente, se manifeste principalement par une forte émission dans la raie de recombinaison $\text{H}\alpha$ de l’hydrogène. Les transitions entre les états ionisés, atomiques, puis moléculaires, ont alors lieu au fur et à mesure que l’on pénètre dans la PDR. Comme l’illustre la figure 4.1, ces transitions sont attendues à des profondeurs, mesurées en magnitudes dans le visible, différentes selon les espèces considérées. On note en particulier que l’oxygène se maintient sous forme atomique jusqu’à $A_V \sim 5 - 10$. De telles extinctions n’existent cependant que dans des nuages moléculaires denses ($n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^{3-4} \text{ cm}^{-3}$), et ceux-ci ne représentent qu’une faible part du gaz moléculaire et atomique de notre Galaxie.

Cette structure en couche est très difficilement observable à cause des conditions géométriques particulières qu’elle requiert. Des PDRs sont certes observées dans notre Galaxie selon toutes sortes de géométries, mais la situation idéale est celle d’une PDR vue “par la tranche”. Ces cas sont relativement rares, et la nébuleuse de la Tête de Cheval est probablement l’un des plus notable de par sa proximité et la simplicité de sa structure.

4.2 Présentation de la Tête de Cheval

Si l’on en croit la littérature scientifique des deux derniers siècles, l’histoire de la nébuleuse de la Tête de Cheval commence avec W. Herschel en 1811. Certes, rien à l’époque ne permettait encore de distinguer les détails de sa structure, mais Herschel remarque cependant dans le voisinage de ζ Orionis l’objet N°25 qu’il décrit comme une “nébulosité diffuse et laiteuse”. Un siècle plus tard, I. Roberts (1903) revisita la liste des nébulosités d’Herschel et releva la longue nébulosité connue aujourd’hui comme Orion B. Même si elle est visible sur sa plaque IV, Roberts ne fait pas référence à la Tête de Cheval et remarque simplement qu’un “enfouissement sombre” semble diviser cette nébulosité en deux. C’est finalement à Barnard (1913), jugeant que Roberts n’avait pas prêté à cet objet l’attention qu’il méritait, que l’on doit la première photographie pointée sur la Tête de Cheval (plaque xx de son article, cf Fig. 4.2). Ce nuage devient B33 dans son catalogue de tâches sombres publié en 1919.

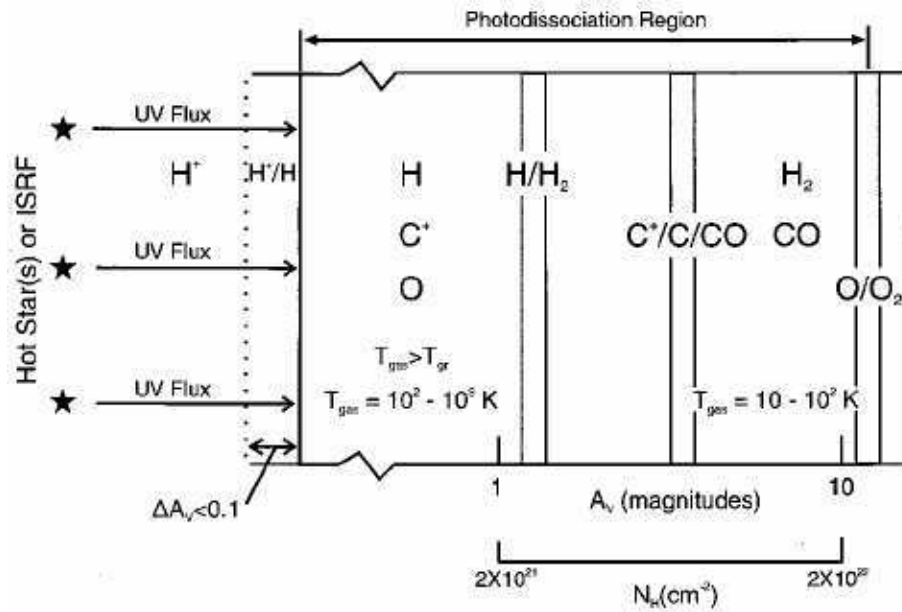


FIG. 4.1 – Illustration schématique d'une région de photo-dissociation. La PDR est illuminée par la gauche et s'étend de la surface de la région atomique jusqu'au point où O_2 n'est plus significativement photodissocié ($A_V \sim 10$). D'après Hollenbach & Tielens 1999.

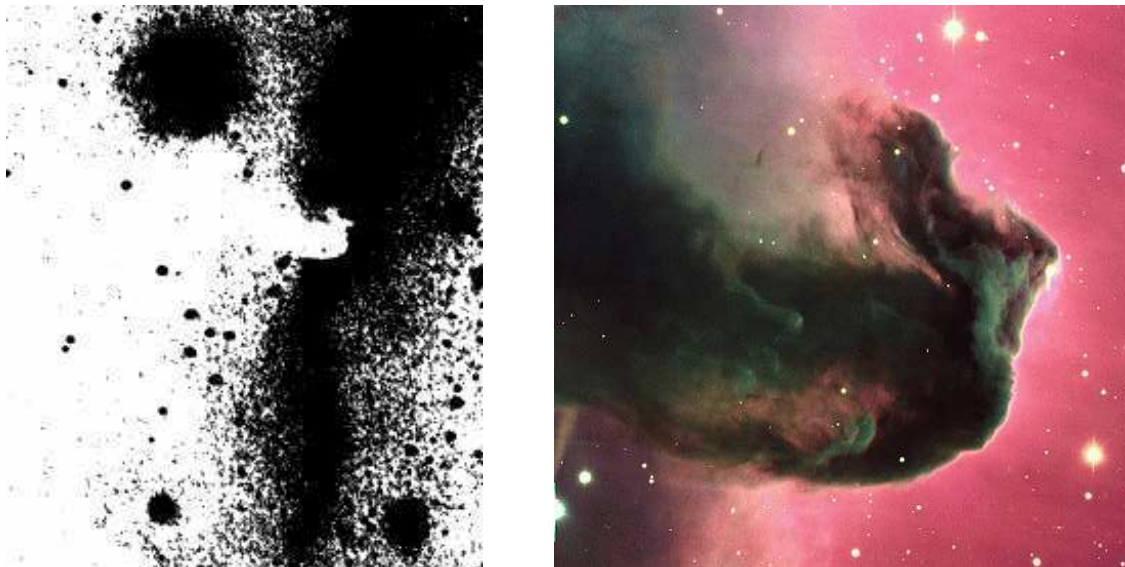


FIG. 4.2 – Probablement la plus ancienne (gauche) et l'une des meilleures photographies existant à ce jour (droite) de la nébuleuse de la Tête de Cheval. **Gauche** : d'après Barnard 1913, 4h30 de pause sur le télescope de 10 pouces du Mont Wilson. **Droite** : image composite dans le visible obtenue sur le télescope KUEYEN de 8.2m (ESO, VLT) avec l'instrument FORS2.

La nébuleuse de la Tête de cheval est située au bord d'une longue région HII (IC434) associée à Orion B, et qui crée ce fond rouge dû à émission de la raie H_α . Cet objet, que l'on a souvent assimilé à un globule de Bok (Reipurth & Bouchet 1984) apparaît comme une profusion émergeant de son nuage d'origine L1630, lequel est érodé tout le long de la région HII par le rayonnement de σ Ori. Le front ouest de B33 présente également une PDR relativement mince. En considérant une distance projetée à l'étoile de 0.5° (correspondant à 3.5 pc à une distance de 400 pc, cf Anthony-Twarog 1982) ainsi qu'une température effective de 33,000 K, et en supposant que B33 et σ Ori sont dans un même plan perpendiculaire à la ligne de visée, le champ de rayonnement équivalent est de $G_0 \sim 100$, compatible avec la valeur proposée par Zhou *et al.* (1993).

Du côté moléculaire, cet objet a été relativement peu étudié. Sur les relevés à grande échelle de Orion B (^{12}CO , Maddalena *et al.* 1986, CS, Lada *et al.* 1991, ^{12}CO , ^{13}CO et C^{18}O , Kramer *et al.* 1996), la nébuleuse apparaît comme une petite intrusion de L1630 dans la région HII. Lada *et al.* associent le nuage sombre à une structure dense détectée en CS et de masse virielle $35 M_\odot$. À une résolution de $1.5'-2'$, Kramer *et al.* déduisent de leur analyse multi-transition une densité locale de $3 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ et une densité de colonne traduisant une extinction moyenne $A_V \sim 3$. L'émission de [CII] a été cartographiée par Zhou *et al.* (1993) à une résolution de $55''$. Celle-ci présente un front d'orientation Nord-Sud en bon accord avec la frontière entre IC434 et L1630. La Tête de Cheval en elle-même n'est que partiellement reconnaissable sur leur couverture. Ces auteurs rapportent également quelques points de mesure réalisés à plus haute résolution angulaire ($11''-24''$) en ^{12}CO et CS, et compatibles avec des densités de l'ordre de $5 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$. Des couvertures obtenues récemment au JCMT en $^{12}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(2-1)$ (Sandell, communication privée) montrent une émission parfaitement corrélée avec le contour extérieur du nuage, mais peu de structure est discernable au sein même du nuage sombre (voir discussion ci-après).

On doit cependant noter qu'aucun traceur de la quantité de matière n'est actuellement disponible à des résolutions meilleures que $1-2'$, rendant difficile toute comparaison d'abondances avec les modèles et/ou autres objets similaires. D'une manière générale, la plupart des données publiées à ce jour souffrent d'un manque de résolution spatiale. Une grande avancée fut permise en ce sens par le satellite ISO et l'instrument ISOCAM qui permit d'obtenir des images de la Tête de Cheval à une résolution de l'ordre de $6''$ dans des bandes centrées autour $7 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$ (Abergel *et al.* 2000, 2002). Comme nous le verrons ci-dessous, les observations millimétriques que nous présentons ici correspondent également à un gain de résolution spatiale notable en comparaison des divers relevés mentionnés précédemment.

4.3 Observations

Les paragraphes suivants décrivent les observations réalisées dans l'infrarouge moyen (ISOCAM) et dans le domaine millimétrique.

4.3.1 Observations ISOCAM

Les observations dans l'infrarouge moyen proviennent de la cartographie à grande échelle réalisée par ISOCAM (Cesarsky *et al.* 1996) dans la région sud de Orion B (Abergel *et al.* 2002). Tandis que le premier filtre est dominé par les bandes aromatiques (LW2,

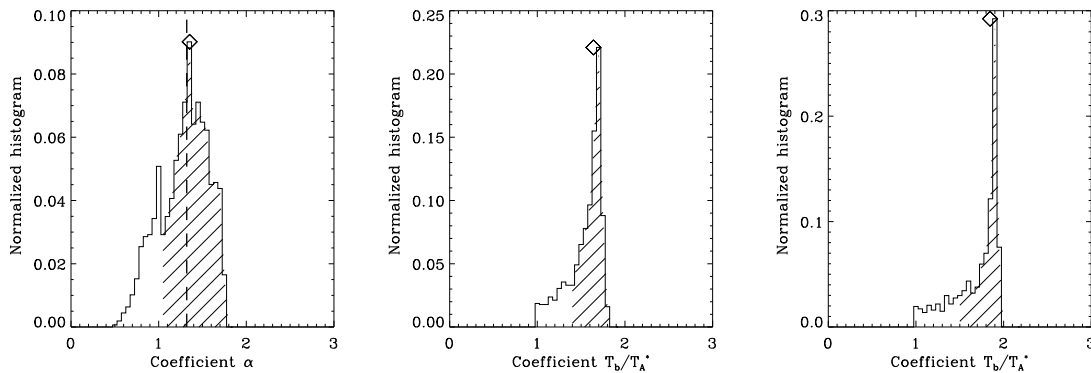


FIG. 4.3 – Correction des lobes d’erreur par les données en $^{12}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(2-1)$. **Gauche** : histogrammes de la distribution du facteur d’inter-étalonnage IRAM-KOSMA α . Le trait pointillé indique la valeur théorique attendue. **Milieu et droite** : histogrammes de la distribution du facteur correctif (T_b/T_A^*) calculés pour $\alpha = 1.35$ dans la transition $(2-1)$ de ^{12}CO et ^{13}CO respectivement. Le losange indique la position de la médiane, la zone hachurée correspondant aux 80 % de l’échantillon autour de celle-ci. Dans tous les cas, on se limite à une régions centrale de $1' \times 1'$ pour laquelle la convolution au lobe KOSMA n’est pas trop affectée par les effets de bord. Les canaux de vitesse sont pris sur 1.5 km s^{-1} autour du pic.

centré sur $7.7 \mu\text{m}$), le second trace essentiellement le continuum à ces longueurs d’onde (LW3, centré sur $15 \mu\text{m}$). Le champ de vue par pixel utilisé est de $6''$. Les cartes ont été corrigées de la lumière zodiacale, ainsi que de toutes les distorsions actuellement comprises sur la caméra. Celles-ci incluent en particulier la correction de champ plat, ainsi que la suppression des glitches et des effets de mémoires (cf article III, voir aussi Miville-Deschênes *et al.* 2000).

La carte de l’émission dans le filtre LW2 est présentée en figure 2 de l’article III (annexe G). Le bord illuminé de la nébuleuse de la Tête de Cheval correspond au plus fin filament détecté par ISOCAM dans notre Galaxie. La largeur de ce filament est de l’ordre de $10''$, soit $\sim 0.02 \text{ pc}$ à une distance de 400 pc . Nous décrivons dans la section 4.3.4 combien ces informations contraignent la structure tri-dimensionnelle de la PDR.

4.3.2 Observations dans le millimétrique

Ces observations ont été motivées par la compréhension de la structure à petite échelle présente au sein de la Tête de Cheval. Même si l’on s’attend à ne pas résoudre la PDR dans les lobes considérés (voir ci-après), le comportement des diverses molécules au fur et à mesure de l’extinction du rayonnement UV permet une première analyse et confrontation aux modèles existants. De plus, l’émission de ces molécules plus à l’intérieur du nuage peut nous procurer des informations importantes sur l’histoire et la dynamique de ce nuage, ainsi que sa connexion avec la région photo-dissociée. Pour ce faire, il faut s’affranchir au mieux des effets d’opacité attendus à ces températures et densités.

Observations hétérodyne

Nous avons utilisé le télescope de 30-m de l'IRAM afin de cartographier l'émission des transitions ($J = 1 - 0$) et ($J = 2 - 1$) de ^{12}CO , ^{13}CO et C^{18}O . Les données collectées en janvier 1999 et avril 2002 correspondent à des champs de $2.5' \times 3.5'$ (^{12}CO , voir Fig. 3 de l'article III), $1.5' \times 1'$ (^{13}CO) et $4' \times 4'$ (C^{18}O , Fig. 4.5). Les méthodes d'étalonnage appliquées à ces données sont semblables à celle décrites dans le chapitre précédent. Les résolutions angulaires à 3 et 1.3 mm sont de $22''$ et $11''$ respectivement, soit un facteur 10 par rapport aux précédentes observations rapportées par Kramer *et al.* (1996). Dans la majorité des cas, les cartes correspondent à deux champs balayés orthogonalement et combinés avec l'algorithme PLAIT (cf 3.3.3). A 1.3 mm, les lobes d'erreurs présents au 30-m de l'IRAM peuvent collecter une partie non négligeable de l'émission sur une source aussi étendue que la Tête de Cheval. De plus, cette contribution au signal a une structure pouvant dépendre énormément de la position sur le nuage à cause des forts contrastes de part et d'autre de la PDR. De même que pour les nuages sombres du chapitre 3, nous avons utilisé des cartes d'émission à grande échelle observées sur le télescope de 3-m du KOSMA et publiées par Kramer *et al.* (1996). Pour les détails sur la méthode, on renvoie au paragraphe 3.3.3.

La figure 4.3 présente les histogrammes de ces corrections. Le facteur d'inter-étalonnage α est estimé à 1.35 ± 0.35 , compatible avec la valeur attendue pour une source uniforme remplissant le lobe KOSMA. La distribution des facteurs correctifs illustre bien les effets de structure de la PDR : sur le bord du nuage, les facteurs sont proches de la correction brute en T_{mb} car une grande fraction des lobes d'erreur ne voit aucune émission (à l'ouest de la PDR). Plus au centre au contraire, l'émission étendue de ^{12}CO par exemple remplit significativement les lobes. Les valeurs médianes correspondent à 1.65 pour ^{12}CO et 1.85 pour $^{13}\text{CO}(2 - 1)$. L'analyse des spectres corrigés révèle cependant des incohérences au niveau des ailes de raie, pour lesquelles la contribution des lobes d'erreur déduite des champs KOSMA s'avère anormalement élevée. Nous interprétons ce phénomène comme une conséquence possible de ce que les cartes grand champ aient été échantillonnées avec un pas double de celui respectant le critère de Nyquist. Au final, nous avons donc décidé de ne pas appliquer la correction canal à canal, mais plutôt de considérer un unique facteur de conversion déduit des valeurs médianes mentionnées ci-dessus. Cette approche est cohérente avec l'approximation des sources circulaires uniformes (présentée au paragraphe 3.3.3) pour laquelle les rayons moyens correspondent à des tailles de $1'-3'$ et $1'-2'$ pour les raies de $^{12}\text{CO}(2 - 1)$ et $^{13}\text{CO}(2 - 1)$ respectivement. Ces rayons sont relativement compatibles avec la taille des structures tracées par les molécules considérées (voir figure 4.5). Pour de tels rayons, on obtient des coefficients à 3 mm de 1.27–1.29 (voir tableau 3.2). Nous avons donc appliqué une correction constante de 1.28 aux cartes obtenues à 3 mm en T_{A}^* , un facteur au plus 7% en dessous de la conversion brute en T_{mb} . Ne disposant pas de correction équivalente en C^{18}O , nous avons appliqué les mêmes facteurs qu'à ^{13}CO .

La figure 3 de l'article III présente la carte de température au pic dans la transition de $^{12}\text{CO}(2 - 1)$, tandis que la carte d'émission intégrée en $\text{C}^{18}\text{O}(2 - 1)$ est montrée en figure 4.5.

4.3.3 Observations bolométriques

Dans le but de tracer la quantité de matière au sein de la Tête de Cheval, nous avons entrepris de cartographier l'émission continuum des poussières à 1.2 mm dans le nuage. Nous avons utilisé le récent bolomètre de 117 canaux du MPIfR de Bonn (MAMBO)

installé au télescope de 30-m de l'IRAM Grenade. Les techniques d'observation et de réduction sont exactement semblables à celles présentées au chapitre 3. Le champ final consiste en 8 cartes de $8.5' \times 7.5'$ réalisées en *fast-mapping* et observées selon trois distances de modulation ($46''$, $56''$ et $78''$). La résolution spatiale déduite d'observations de Mars est de $11''$. La dimension importante du champ observé permet de bien isoler la source et de limiter les effets de bords intrinsèques à la méthode EKH (3.3.3). Cependant, nos cartes individuelles présentent un fort bruit de fond de ciel, et la correction obtenue via les techniques de corrélation de bruit restent sensibles au modèle de source que nous avons considéré. Le bruit atteint après conversion en flux est de l'ordre de $4\text{--}5$ mJy/ $11''$ beam au centre du champ. La carte est présentée figure 4.5.

4.3.4 Résultats

Nous donnons ici les principaux résultats de l'étude présentée dans l'article III et essentiellement limitée à la région proche de la PDR. Cette étude est également étendue par des analyses préliminaires présentées à la fin de ce chapitre.

Distribution spatiale et interprétation du filament infrarouge

Les coupes présentées en figure 4 de l'article III illustrent la distribution des différents traceurs au niveau de la PDR. La figure ?? complète ces coupes en représentant les traceurs rassemblés Fig. 4.5. Le filament infrarouge est situé précisément à la position du bord sombre observé dans le visible et à la bordure externe de l'émission moléculaire (Fig. 3 de l'article III). Ces coupes montrent également que la PDR n'est pas résolue au 30-m, les profils coïncidant parfaitement avec ceux des lobes. Elles confirment cependant les phénomènes de photo-dissociation sélective attendue dans une PDR. Avec un champ de rayonnement FUV moyen ($G_0 = 100$), les transitions décrites en introduction de ce chapitre (4.1) ont effectivement lieu sur des couches plus épaisses et discernables à l'échelle des observations présentées ici. La position respective des pics d'émission ^{12}CO , ^{13}CO et C^{18}O apparaissent en effet décalés dans la direction du nuage moléculaire L1630. Ceci est en très bon accord avec les modèles (Fig. 4.1) et les précédents résultats obtenus dans des PDR illuminées par des champs de rayonnement 10 à 100 fois plus intenses que celui de la Tête de Cheval (Fuente *et al.* 1993, Lis *et al.* 1998, Hollenbach & Tielens 1999).

La structure du filament infrarouge contraint fortement la structure tri-dimensionnelle de la PDR. L'augmentation raide de l'émission infrarouge sur le bord illuminé de la PDR est due à une augmentation de la densité de colonne de matière sur une échelle de l'ordre de $6''$. A gauche du filament, l'émission chute brutalement car le rayonnement incident est totalement stoppé par le nuage dense. L'émission infrarouge émergeant de la gauche du bord brillant est relativement faible par rapport à celle du filament. Ceci suggère que le matériel dense formant la PDR est illuminé selon une surface vue exactement "par la tranche", si bien que les particules au-delà du bord ne devraient pas être affectées par le champ de rayonnement incident. La raideur du front indique de plus que le matériel dense est dans un plan commun à l'étoile σ Ori, et perpendiculaire à la ligne de visée.

A plus grande échelle, la structure observée diffère selon le traceur utilisé (figure 4.5). La comparaison des cartes de $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ illustre particulièrement les effets d'épaisseur optique et de densité critique au niveau du nuage moléculaire. A l'exception du cœur dense détecté à l'intérieur du nuage (voir ci-après), l'émission de l'isotope le plus rare coïncide remarquablement avec celle des poussières à 1.2 mm, ainsi qu'avec l'extinction vue

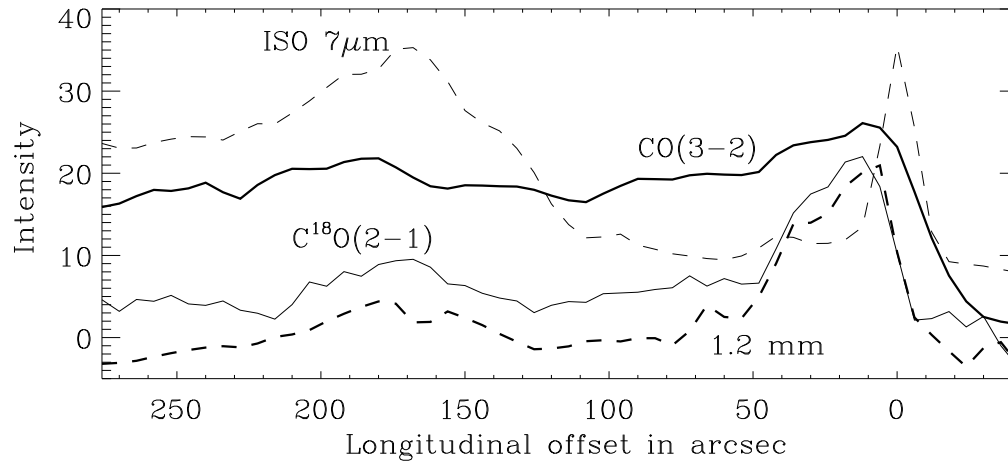


FIG. 4.4 – Coupes le long de la nébuleuse de la Tête de Cheval à la déclinaison $\delta_{2000} = -2^{\circ}28'00''$ selon les traceurs de la Fig. 4.5 : $\text{CO}(3-2)$ (trait plein gras, K , T_{A}^*), $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (trait plein, $K \times 5$, T_{A}^*), ISOGAL $7 \mu\text{m}$ (traits pointillés, $\text{MJy}/\text{sr} \times 1.5$), continuum à 1.2 mm (traits pointillés gras, $\text{mJy}/\text{beam} \times 0.5$). L'offset 0 correspond à la position du pic infrarouge à cette déclinaison et représente le bord de la PDR vu dans un lobe de $6''$.

dans le visible (Fig. 4.2). Ceci confirme que C^{18}O sonde des couches plus denses et plus internes, et suggère que l'émission de cet isotope est optiquement mince.

Analyse des densités

Nous avons analysé les densités au niveau de la PDR selon deux méthodes indépendantes. La première technique consiste à considérer la profondeur de pénétration du champ FUV déduite des observations dans l'infrarouge moyen. Nous utilisons un modèle simple dans lequel on suppose une densité constante à l'intérieur du nuage, et négligeable en dehors. A une distance z du bord de la PDR, la décroissance du champ de rayonnement incident décroît sous la forme $I(z)_{\text{UV}} = I_{0,\text{UV}} e^{-Kz}$, K étant le coefficient d'extinction UV par la poussière à l'intérieur du nuage. Comme nous l'avons souligné précédemment, l'émission vue par ISOCAM est directement proportionnelle au champ de rayonnement FUV et à la densité de colonne. Cette émission est donc reliée au coefficient K par $I(z) = I_0 e^{-Kz}$, I_0 étant l'émission au pic du filament brillant. Les coupes le long de la PDR indiquent $K \sim 10 \text{ arcmin}^{-1}$, soit $\sim 80 \text{ pc}^{-1}$ à la distance considérée. L'application de facteurs de conversion "standard" (voir article III) nous donne la relation suivante : $K = n \times 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3 \text{ pc}^{-1}$. Avec $K \sim 80 \text{ pc}^{-1}$, ceci correspond finalement à $n \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, comparable aux densités locales rapportées par d'autres auteurs (Zhou *et al.* 1993, Kramer *et al.* 1996).

La deuxième technique est fondée sur l'analyse du transfert radiatif des molécules détectées dans le millimétrique. Nous avons utilisé la carte ^{12}CO afin de tracer la distribution de la température cinétique, au moins dans les couches supérieures du nuage. En effet, en supposant l'émission de ^{12}CO optiquement épaisse, on peut appliquer les principes décrits au paragraphe 3.4.3 et reliant T_{b} à T_{k} . Les températures induites sont dans le domaine 30–40 K. Comme nous l'avons souligné précédemment, l'émission de C^{18}O est bien

corrélée avec celle des poussières dans le millimétrique. Dans l'hypothèse d'une émission optiquement mince en $C^{18}O$, nous avons alors analysé les données de cette molécule selon l'approximation LVG. Dans le front ascendant de la PDR, il est impossible d'obtenir des résultats représentatifs car on ne résout pas la PDR (cf coupe en Fig. 4 de l'article 4). Les estimations faites jusqu'à présent sont donc limitées à une région située à l'est du pic le long de la PDR. Les densités obtenues sont dans le domaine $1 - 4 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$, en bon accord avec le modèle simple de pénétration du champ FUV décrit ci-dessus.

On note cependant que ces densités doivent être considérées comme des limites inférieures car la température dans les couches internes tracées par $C^{18}O$ pourraient être inférieure à celle déduite de l'isotope optiquement épais. De plus, les hypothèses sur l'homogénéité du milieu ont des conséquences importantes sur les densités déduites de la profondeur de la pénétration du champ FUV (Boissé 1990). Si la PDR est très fragmentée, la densité des cœurs denses y étant associés peut être significativement supérieure à celle mesurée ici. L'analyse présentée dans l'article III montre que l'extinction d'un milieu fragmenté de densité moyenne $2 \times 10^6 \text{cm}^{-3}$, et composé de cœurs de dimensions $10^{-4} - 10^{-3} \text{pc}$, est compatible avec celle d'un milieu homogène de densité $2 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$.

Émission des poussières à 1.2 mm

Nous nous intéressons ici à la structure et aux conditions physiques dominant la poussière dans diverses régions de la nébuleuse. En particulier, nous cherchons à analyser la façon dont la température et la densité de colonne évoluent au fur et à mesure que l'on pénètre dans la PDR, puis dans le nuage moléculaire. Dans la suite de cette étude, nous divisons la Tête de Cheval en 3 régions principales :

- (i) le front de photo-dissociation Nord-Sud, fortement chauffé et aussi clairement visible dans l'infrarouge moyen
- (ii) un tronç Est-Ouest de largeur $\leq 1'$ ($\sim 0.08 \text{pc}$ à 400pc) semblant connecter la PDR à L1630 et dont un pic local apparaît à mi-chemin
- (iii) un cœur enfoui visible en émission pour les traceurs optiquement minces ($C^{18}O$, continuum millimétrique) et en absorption dans l'infrarouge moyen. Ce dernier se présente comme un négatif parfait de la sur-brillance vue dans le continuum à 1.2 mm. La position précise et la structure à petite échelle de ce cœur paraissent différentes en $C^{18}O$, pouvant suggérer des densités supérieures à la densité critique de ce traceur ($\sim 10^4 \text{cm}^{-3}$), ainsi que des effets chimiques particuliers dans cette région.

Les températures moyennes dans ces régions seront notées $T_{\text{dust}}^{\text{i}}$, $T_{\text{dust}}^{\text{ii}}$ et $T_{\text{dust}}^{\text{iii}}$ respectivement.

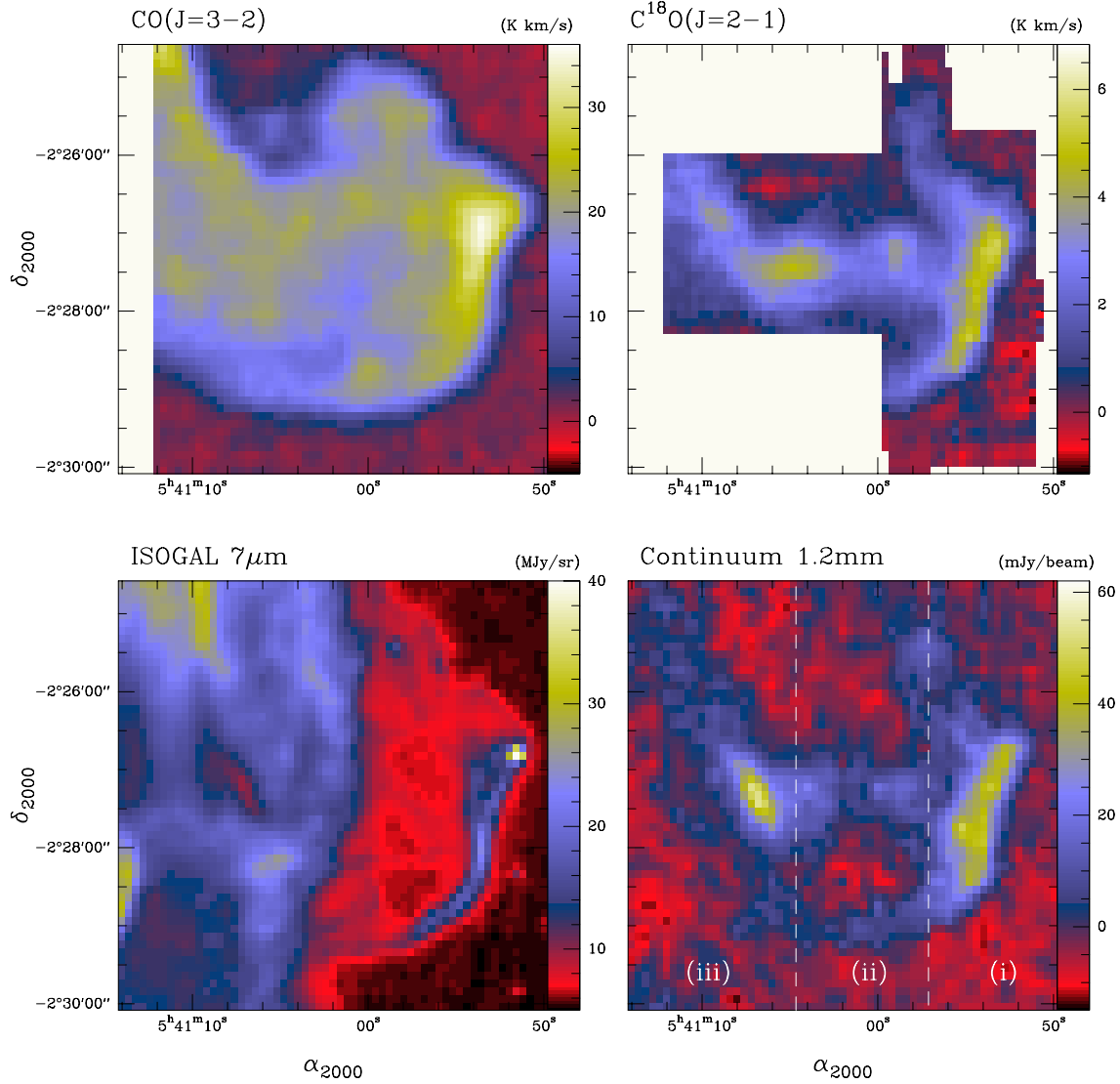


FIG. 4.5 – Émission dans la nébuleuse de la Tête de Cheval vue selon plusieurs traceurs : $CO(J = 3 - 2)$ (M. Gerin, communication privée), $C^{18}O(J = 2 - 1)$ et continuum à 1.2 mm (ce travail), ISOCAM $7\mu\text{m}$ (Abergel et al. 2002). Les lignes blanches hachurées délimitent les régions notée (i), (ii) et (iii) (de droite à gauche respectivement) dans le texte.

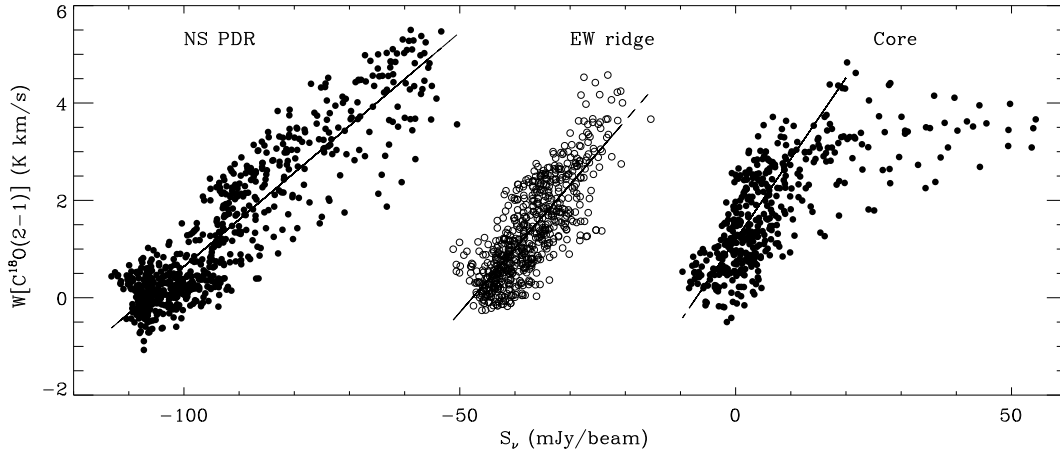


FIG. 4.6 – Diagrammes de dispersion ($W[C^{18}O], S_\nu^{1.2\text{mm}}$) dans les régions (i), (ii) et (iii) respectivement (voir texte). Les droites indiquent le résultats de régressions linéaires réalisées sur tous les points pour (i) et (ii), et pour $S_\nu^{1.2\text{mm}} \leq 10 \text{ mJy/beam}$ en (iii).

Analyse des densités de colonne

La densité de colonne de H_2 peut être calculée à partir de la relation introduite dans l'éq. 3.21. Il est cependant difficile de connaître précisément la température dans les diverses régions considérées. On peut néanmoins estimer la valeur attendue immédiatement à la surface de la PDR, c'est-à-dire avant que tout effet d'extinction ait pu agir sur le rayonnement incident. En supposant une température des grains dans le milieu diffus de 17.5 K ($G_0 = 1$, Boulanger *et al.* 1996), la température pour le champ de rayonnement incident supposé ici correspond à $T_{\text{dust}} \simeq 38 \text{ K}$ ($G_0 \propto T^6$). Ceci est compatible avec les températures cinétiques déduites de l'émission de ^{12}CO sur la PDR (voir ci-dessus). Vers l'intérieur de la PDR, on ne peut cependant pas assimiler ces températures cinétique à la température des grains. Comme l'illustre la carte d'émission à grande échelle en $^{12}\text{CO}(3-2)$, le plateau observé à gauche de la PDR ne rend pas compte de la diminution attendue de la température des poussières (Fig 4.5). Nous supposons donc par la suite que la température des grains est de 38 K au pic, mais son évolution dans les régions obscurcies requiert une analyse supplémentaire (voir ci-après). Nous faisons également l'hypothèse d'une opacité par unité de masse de $0.003 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, correspondant au modèle de Draine & Lee (1984) adapté pour des cœurs denses pré-stellaires. Comme nous l'avons déjà souligné en 3.4.3, la connaissance de ce coefficient reste relativement incertaine, et sa valeur est susceptible d'évoluer selon le milieu.

En appliquant ces coefficients à la région de la PDR, nous obtenons des densités de colonne de l'ordre de $1.5\text{-}1.9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, soit des extinctions dans le visible $A_V = 16 - 20$. Même avec une incertitude d'un facteur 2 sur κ_ν , c'est presque un facteur 3 supérieur aux estimations obtenues à grande échelle avec une résolution de 2 minutes d'arc (Kramer *et al.* 1996). Ceci n'est pas surprenant étant donnés les effets de dilution.

Afin de comprendre cependant la tendance d'évolution de la température à gauche de la PDR (c'est-à-dire en absence de rayonnement intense), nous avons étudié la corrélation entre l'émission des poussières à 1.2 mm, notée S_ν , et l'émission intégrée de $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, notée $W[\text{C}^{18}\text{O}]$. Ces deux quantités sont proportionnelles à la densité de colonne de H_2 , mais S_ν dépend également de la température des grains et de leur émissivité (cf éq. 3.21). La figure 4.6 présente les diagrammes de dispersion entre ces deux émissions dans les trois régions introduites ci-dessus. A l'exception d'une zone proche du cœur dense présent dans la région (iii), les deux émissions semblent être corrélées linéairement. La figure 4.6 illustre les droites déduites d'ajustements bivariants aux moindres carrés. Pour le diagramme (iii), l'ajustement est restreint à $S_\nu \leq 10$ mJy/beam. Au-delà de ce flux, une cassure apparaît entre les deux traceurs.

L'analyse de ces ajustements montre que les pentes déduites augmentent au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la PDR. Ces pentes sont dans le rapport **1:1.5:1.9** (d'ouest en est respectivement). Nous interprétons cette augmentation comme une diminution du produit $T_{\text{dust}} \times \kappa_\nu$. Tandis que l'on s'attend effectivement à une diminution de T_{dust} derrière la PDR, nous avons vu dans la partie précédente que l'émissivité millimétrique des poussières tendait à augmenter dans un milieu plus dense, essentiellement dû à la formation d'agrégats poreux de gros et petits grains sur les manteaux de glace (cf Stepnik *et al.* 2002b). Dans la PDR, la densité reste élevée mais il est probable que les agrégats soient plus facilement défaits par le rayonnement intense. De ce fait, l'émissivité millimétrique pourrait être plus faible dans la PDR que dans le nuage protégé des photons UV. Nous proposons donc que l'évolution des pentes correspond à une diminution nette de T_{dust} , d'un facteur probablement plus important que celui indiqué par les régressions linéaires.

Un effet supplémentaire apparaît lors du passage de (ii) à (iii). Si l'on en croit les pentes, la température ne varie plus significativement entre ces deux régions. Cependant, le diagramme ($W[\text{C}^{18}\text{O}], S_\nu$) présente en (iii) une cassure semblable à celle décrite dans le chapitre précédent. Ceci est très probablement dû à un milieu très dense pour lequel C^{18}O est saturé, mais peut également suggérer une forte déplétion sur les grains au niveau du cœur enfoui. L'observation d'espèces de plus hautes densités critiques et faibles coefficients de collage sur les grains est requise afin de confirmer ces conjectures (N_2H^+ , HCO^+). Dans tous les cas, on s'attend à ce que l'émissivité des grains augmente encore entre les régions (ii) et (iii) (essentiellement à cause d'une augmentation de densité) et donc que leurs températures diffèrent d'un facteur supérieur à $1.9/1.5=1.3$.

Il est difficile d'analyser ces données quantitativement car les facteurs avec lesquels peut varier κ_ν sont inconnus. Cependant, l'analogie de la cassure vue en (iii) avec l'analyse de déplétion faite en 3.4.3 nous permet quelques estimations :

- si l'on induit de la corrélation linéaire en (ii) une absence de déplétion apparente, les modèles (par exemple Bergin *et al.* 1995) suggèrent des températures au moins $\gtrsim 20$ K. Si l'on suppose $T_{\text{dust}}^{\text{i}} = 38$ K, ceci est compatible au première ordre avec $T_{\text{dust}}^{\text{i}}/1.5 = 25$ K (si κ_ν reste constant).
- si l'on considère de plus que la cassure a lieu à $S_\nu = 10$ mJy/beam, et que ceci correspond à une extinction de $A_V \simeq 10$ (cf Bergin 2002), l'éq. 3.21 permet de remonter à la température des grains. La température induite pour $0.003 \leq \kappa_\nu \leq 0.006 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ est de $7 \leq T_{\text{dust}}^{\text{iii}} \leq 14$ K, ce qui n'est pas en désaccord avec $T_{\text{dust}}^{\text{i}}/1.9 \times \kappa_\nu/0.006$ ($= 10\text{--}20$ K). L'extinction maximale dans le cœur serait alors de ~ 50 mag

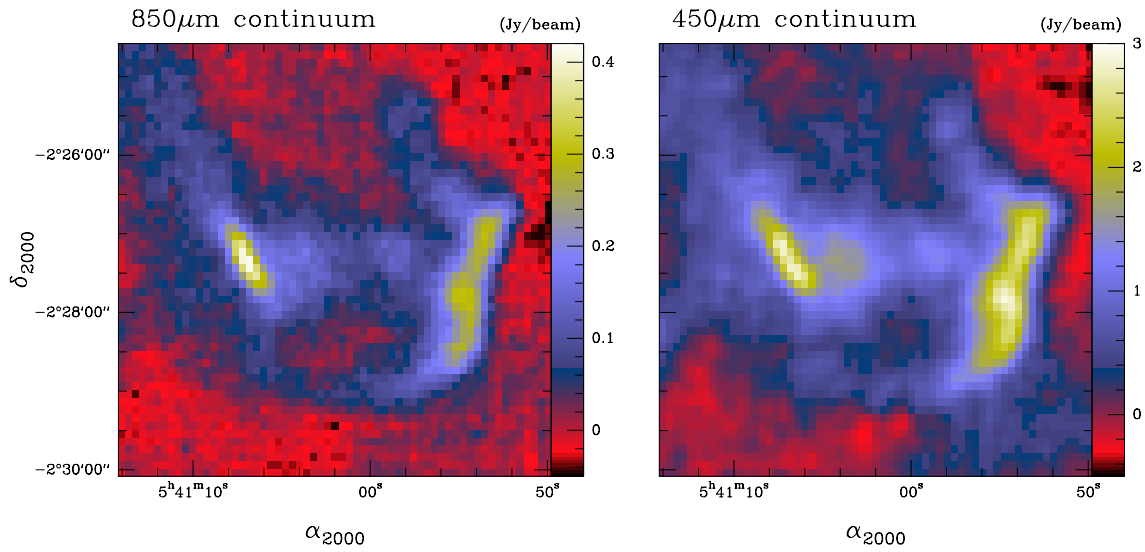


FIG. 4.7 – Cartes obtenues par SCUBA à $850\ \mu\text{m}$ et $450\ \mu\text{m}$ (Sandell, communication privée). Ces données ont été déconvoluées du lobe du télescope (JCMT) à l'aide d'une méthode de type CLEAN.

(tous autres paramètres tenus constants).

4.4 Travaux futurs / perspectives

Les résultats présentés ici restent, on le voit, très préliminaires. En particulier, l'estimation des quantités de matière, et donc *a fortiori* des abondances fractionnaires des diverses espèces, requiert encore un modèle mieux contraint de la distribution des températures et propriétés des poussières présentes dans cet objet.

Un premier élément de réponse pourra probablement venir de l'utilisation des données à plus courtes longueurs d'onde. En particulier, la comparaison de l'émission millimétrique avec celle obtenue à $850\ \mu\text{m}$ et $450\ \mu\text{m}$ (Fig. 4.7) peut nous renseigner sur d'éventuelles variations d'indice spectral β . De même, une analyse similaire à celle présentée en figure 4.6 devrait tracer plus fidèlement le rapport effectif des températures de grain dans la mesure où la variation d'émissivité diminue lorsque l'on monte en fréquence (cf Stepnik *et al.* 2002b). A titre d'illustration préliminaire, nous avons mesuré les pentes déduites des corrélations entre C^{18}O et l'émission du continuum à $850\ \mu\text{m}$ et $450\ \mu\text{m}$. Les pentes trouvées sont les rapports 1:1.5:2.6 et 1:1.4:3.1 respectivement. Cependant, le pic d'émission de ces poussières se situe plutôt autour de $100\text{--}200\ \mu\text{m}$, si bien que des observations combinant courte longueur d'onde et bonne résolution angulaire seront nécessaires. SOFIA d'abord, puis le HSO apporteront très probablement des réponses dans ce sens. Dans la perspective de ces observations, des modèles pourront également être utilisés afin de simuler les processus de chauffage et de refroidissement des grains soumis aux conditions décrites par les observables actuelles.

Le lien à la phase gazeuse ne peut pas être mis à part dans cette étude. A ce niveau, le chapitre précédent nous a montré que des sondes de température étaient disponibles dans le domaine millimétrique. De plus, la compréhension détaillée des phénomènes en jeu au

sein-même de la PDR requiert désormais des observations à très haute résolution angulaire. De récentes observations obtenues dans la raie de H_2 à $2.2\ \mu\text{m}$ (résolution de l'ordre de $1''$) révèlent en effet une structure extrêmement marquée où deux filaments indépendants se croisent au bord de la PDR (Habart *et al.*, en préparation), créant en l'occurrence la surbrillance visible sur la carte ISOCAM vers $\delta_{2000} = -2^\circ 28' 00''$. La réduction et l'analyse de données interférométriques collectées au Plateau de Bure sont également en cours, visant en particulier à mettre en évidence un lien observationnel entre l'émission des PAHs à $7\ \mu\text{m}$ et celle de petits hydrocarbures relativement abondants au bord de la PDR (Pety *et al.*, en préparation).

Conclusion

L'étalonnage de HIFI est une tâche complexe. Sa réponse instrumentale est le résultat de la combinaison des divers modules participant de la chaîne de mesure. Le rôle de ces modules est de permettre successivement le couplage de la surface collectrice à la cible étudiée, le couplage de cette surface à la chaîne de détection, puis la conversion par la chaîne de détection du rayonnement électro-magnétique en un signal échantillonnable électroniquement. Chacune de ces étapes fait appel à un jeu de paramètres intervenant dans les équations de l'étalonnage. Bien que les principes de ce type de mesure aient été appliqués avec succès sur les télescopes au sol depuis de nombreuses années, les conditions uniques dans lesquelles HIFI évoluera requièrent un travail original afin d'adapter la stratégie et les schémas d'étalonnage. C'est à ce travail qu'a été dédiée une grande partie de ma thèse.

L'étalonnage photométrique de HIFI reposera sur un nombre réduit d'étalons célestes, certains dits *primaires* et donnant accès à quelques-uns des paramètres fondamentaux de l'étalonnage, d'autres dits *secondaires*, permettant d'effectuer un étalonnage plus routinier et un suivi des performances instrumentales. Après avoir identifié les besoins propres à l'étalonnage en vol de HIFI, j'ai réalisé un recensement des candidats potentiels dans le submillimétrique. Parmi eux, les étoiles évoluées semblent satisfaire à un grand nombre de ces besoins. Aussi, j'ai initié une campagne d'observations préparatoires au CSO visant à cartographier l'émission d'étoiles évoluées dans la raie de $^{12}\text{CO}(6 - 5)$. Les observations montrent que la plupart de ces sources sont ponctuelles, ou significativement compactes dans le lobe de HIFI, et qu'une fraction importante peut convenablement être utilisée en tant qu'étalon secondaire à cette fréquence. Un travail de modélisation est désormais nécessaire afin de prévoir l'intensité de ces sources aux fréquences inaccessibles depuis le sol, mais aussi leur éventuelle variabilité. La liste des étalons secondaires doit de plus être étendue à d'autres types de sources, et à des régions du ciel encore totalement inexplorées.

L'étalonnage régulier des données sera réalisé à l'aide de deux corps noirs internes. Le schéma d'étalonnage étudié à ce jour consiste à appliquer la méthode dite de la *chopper wheel*, communément utilisée sur les télescopes au sol. En adaptant les équations de cette méthode à un système double bande fonctionnant hors atmosphère, j'ai établi un premier bilan d'erreur sur les mesures obtenues par HIFI. Même si les incertitudes induites demeurent inférieures à 10%, il apparaît clairement que ce schéma ne prend pas en compte certains défauts importants de la réponse instrumentale. En particulier, les équations de l'étalonnage doivent inclure les éventuelles non-linéarités du gain, ainsi que la contribution des divers systèmes d'ondes stationnaires attendus dans le montage.

Une part importante du travail d'étalonnage concerne les tests au sol. Dans la perspective des tests du premier prototype de HIFI (modèle de développement), j'ai analysé les besoins en étalonnage propre à cette campagne de mesures. Cette analyse a motivé la conception et la réalisation d'une cellule de gaz totalement originale pour des expériences dans

le submillimétrique. Cette cellule vise à mesurer les rapports de gains de bande latérale dans les différents canaux, et proposera de surcroît une source de spectres représentatifs sur toute la bande de HIFI. J’ai de plus entrepris en collaboration avec des partenaires du consortium un travail de modélisation et de compréhension des ondes stationnaires susceptibles d’affecter les signaux détectés par HIFI. Ce formalisme simple s’est révélé applicable au cas d’ondes stationnaires présentes sur les spectres mesurés par le satellite Odin. Vérifier et adapter cette approche au cas de HIFI sera au cœur des tests conduits sur le modèle de développement.

Enfin, ma contribution à l’étalonnage de HIFI m’a conduit à une réflexion concernant les modes d’observation et leur optimisation. Devant l’importance des effets de couplage à la source, j’ai proposé une séquence d’observation visant à rapporter des mesures effectuées à diverses fréquences, sur une source étendue, à un lobe synthétique commun. Cette condition est requise pour une analyse rigoureuse des données combinées. La technique étudiée (*template beam synthesis*) s’avère très coûteuse en temps car le HSO est relativement lent à se mouvoir. Il est à noter cependant que ces faibles performances s’appliquent également aux autres modes pointés “standards”. On montre néanmoins l’intérêt de la méthode dès que le rapport signal-à-bruit devient exigeant.

J’ai consacré une deuxième partie de ma thèse à l’étude d’objets du milieu interstellaire à partir de données collectées dans le millimétrique et l’infrarouge moyen. Le premier de ces projets s’intéresse à des condensations sombres dans l’infrarouge moyen détectées par ISO dans le plan galactique. J’ai donné suite à ces premiers résultats par une série de campagnes de mesures sur les télescopes de 30-m de l’IRAM et de 100-m de Effelsberg. Ces objets s’avèrent appartenir à une population de cœurs et enveloppes denses ($n_{\text{H}_2} \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$) et froids ($8 \leq T \leq 25 \text{ K}$) associés à des nuages moléculaires géants froids, et situés à des distances de 3 à 7 kpc du Soleil. Les cartes en émission de diverses molécules (^{13}CO , C^{18}O , N_2H^+), ainsi que du continuum à 1.2 mm, sont remarquablement corrélées avec l’absorption vue par ISO. Des nuances existent néanmoins selon les traceurs considérés, suggérant plusieurs types de processus physico-chimiques dans ces nuages. En particulier, des molécules tels que C^{18}O et HC_3N semblent être affectés de phénomènes de collage (déplétion) sur les grains dans les parties les plus denses et les plus froides. Ceci est en accord avec un nombre croissant de résultats rapportés dans le voisinage solaire, et confirme la difficulté à estimer les quantités de matière dans ce type d’objets.

Des estimations de la densité de colonne fondées sur les mesures dans le continuum (7–15 μm , et 1.2 mm) semblent néanmoins en bon accord et indiquent des valeurs supérieures à $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, soit des extinctions dans le visible de l’ordre de $A_V \sim 50 - 100$. Nous avons étudié la question de la stabilité de ces nuages massifs en comparant les masses virielles aux masses déduites des densités au sein des cœurs. Ces masses sont dans un rapport $\sim 1/2$ et $1/10$ pour ^{13}CO et C^{18}O respectivement. Si les nuages ne sont pas en effondrement, ces faibles rapports suggèrent que le milieu est significativement fractionné, ou que d’autres agents que la turbulence participent au soutien de ces nuages massifs ($> 1000 M_\odot$).

Le deuxième volet de cette partie observationnelle présente une étude de la nébuleuse de la Tête de Cheval dans l’infrarouge moyen et le millimétrique, et en particulier de la région de photo-dissociation (PDR) associée à cet objet. Des observations d’une résolution angulaire sans précédents à ces longueurs d’onde permettent de contraindre fortement la structure tri-dimensionnelle de la PDR. Nous montrons que cette PDR est observée exactement par la tranche, et se situe dans un plan commun à l’étoile excitatrice $\sigma \text{ Ori}$, perpendiculaire à la ligne de visée. L’émission autour de 7 et 15 μm révèle un filament très

fin ($\sim 10''$) au-delà duquel le champ de rayonnement incident ($G_0 \sim 100$) ne pénètre plus dans le nuage. Des estimations indépendantes de la densité locale indiquent des valeurs de l'ordre de quelques 10^4 cm^{-3} .

L'analyse des données moléculaires montre que le front n'est pas résolu par le lobe du 30-m de l'IRAM. On retrouve néanmoins la structure en couche prévue par les modèles de photo-dissociation sélective. La structure interne du nuage moléculaire est peu discernable sur les cartes des traceurs optiquement épais (^{12}CO). En revanche, l'émission observée en $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ coïncide notablement avec celle du continuum à 1.2 mm, ainsi qu'avec la structure opaque tracée dans le visible. L'étude de leur corrélation spatiale est utilisée afin d'estimer l'évolution de la température des grains au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la PDR. Nous avons montré que la température de la poussière diminuait d'un facteur au moins 2 par rapport à sa valeur au pic ($T_{\text{dust}} \sim 38 \text{ K}$), mais qu'un facteur plus important est attendu si l'émissivité des grains dans le millimétrique augmente avec la densité.

Bibliographie

- [1] Abergel A., André P., Bacmann A., Bernard J.-P. *et al.*, 2000. In: *The Universe as Seen by ISO*, Eds. P. Cox & M.F. Kessler, ESA Pub., Noordwijk, SP 427 vol. 2, 615
- [2] Abergel A., Bernard J.-P., Boulanger F., Cesarsky D. *et al.*, 2001, A&A 389, 239
- [3] Abney, Capt. W. De W., 1878, MNRAS 38, 348
- [4] Adel A., 1942, ApJ 96, 239
- [5] Adraou A., Chini R., Albrecht M. *et al.*, 2001, A&A 376, 1123
- [6] Allamandola L.J., Tielens A.G.G.M., Barker J.R., 1985, ApJ 290, L25
- [7] Allan D.W., 1966, Proc. IEEE 54, 221
- [8] Alves J., Lada C.J., Lada E.A., 1999, ApJ 515, 265
- [9] Anthony-Twarog, B.J. 1982, AJ 87, 1213
- [10] Askne J., Höglund B., Hjalmarsen Å, Irvine W.M., 1984, A&A 130, 311
- [11] Baars J.W.M., 1973, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. Ap-21, No 4.
- [12] Barlow M.J., Wälkens C., 2001, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [13] Barnard E.E., 1913, ApJ 38, 496
- [14] Barnard E.E., 1919, ApJ 49, 1
- [15] Becklin E.E., Neugebauer G., 1967, ApJ 147, 799
- [16] Bensch F., Panis J.-F., Stutzki J., Heithausen A. *et al.*, 2001a, A&A 365, 277
- [17] Bensch F., Stutzki J., Heithausen A. *et al.*, 2001b, A&A 365, 285
- [18] Bergin E.A., Goldsmith P.F., Snell R.L. *et al.*, 1994, ApJ 431, 674
- [19] Bergin E.A., Langer W.D., Goldsmith P.F., 1995, ApJ 441, 222
- [20] Bergin E.A., Snell R.L., Goldsmith P.F., 1996, ApJ 460, 343
- [21] Bergin E.A., Langer W.D., 1997, ApJ 486, 316
- [22] Bergin E.A., Ciardi D.R., Lada C.J., Alves J. *et al.*, 2001, ApJ 557, 209
- [23] Bergin E.A., Alves J., Huard T., Lada C.J., 2002, ApJ 570, 101L
- [24] Bernes C., 1979, A&A 73, 67
- [25] Beuther H., Kramer C., Deiss B., Stutzki J., 2000, A&A 362, 1109
- [26] Blake G.A., van Dishoek E.F., Jansen D.J., Groesbeck T.D. *et al.*, 1994, ApJ 428, 680
- [27] Blake G.A., Sandell G., van Dishoek E.F., Groesbeck T.D. *et al.*, 1995, ApJ 441, 689
- [28] Blake G.A., Anicich V.G., Huntress W.T. Jr., 1986, ApJ 300, 415
- [29] Blundell R., Kawamura J., Hunter T., Tong E., 1998, HHT webpages.
- [30] Born M., Wolf E., 1980, *Principles of Optics, New Physical Optics Notebook*, Pergamon Press.

- [31] Boulanger F., Abergel A., Bernard J.-P., Burton W.B. *et al.*, 1996, A&A 312, 256
- [32] Brand J., Cesaroni R., Palla F., Molinari S., 2001, A&A 552, 167
- [33] Brüll M., Kramer C., Stutzki J., 2000, Abstracts from a conference held in Granada, 17-20 of September 2000 and hosted by the Instituto de Radioastronomia Millimetrica (IRAM), Universidad de Granada and Instituto de Astrofisica de Andalucia (IAA).
- [34] Bujarrabal V., Castro-Carrizo A., Alcolea J., Sánchez-Contreras C., 2001, A&A 377, 868
- [35] Burton W.B., 1971, A&A 10, 76
- [36] Burton W.B., Elmegreen B.G., Genzel R., In: “The Galactic Interstellar Medium”, Saas-Fee Advanced Course 21, lectures notes 1991, Swiss-Society for Astrophysics and Astronomy.
- [37] Cambrésy L., Boulanger F., Lagache G., Stepnik B., 2001, A&A 379, 208
- [38] Cameron R.M., 1976, Sky and Telescope 52, 327
- [39] Carey S.J., Clark F.O., Egan M.P., Price S.D., Shipman R.F. *et al.*, 1998, ApJ 508, 721
- [40] Carey S.J., Feldman P.A., Redman R.O., Egan M.P., MacLeod J.M. *et al.*, 2000, ApJ 542, L157
- [41] Caselli P., Walmsley C.M., Tafalla M., Myers P.C., 1999, ApJ 523, L169
- [42] Caselli p., Walmsley C.M., Zucconi A., Tafalla M. *et al.*, 2002, ApJ 565, 331
- [43] Caswell J.L., Vaile R.A., Ellingsen S.P., Norris R.P., 1995, MNRAS, 274, 1126
- [44] Caux E., Serra G., 1986, A&A 165, L5
- [45] Cernicharo J., 1985, *ATM: A program to compute theoretical atmospheric opactiy for frequencis < 1000 GHz*, IRAM internal report
- [46] Cernicharo J., Guélin M., 1987, A&A 176, 299
- [47] Cernicharo J., Barlow M.J., Gonzalez-Alfonso E., Cox P. *et al.*, 1996, A&A 315, L201
- [48] Cernicharo J., Guélin M., Kahane C., 2000, A&AS 142, 181
- [49] Cesarsky C.J., Abergel A., Agnese P., Altieri B. *et al.*, 1996, A&A 315, L32
- [50] Comito C., Schilke P., Lis D., Motte F. *et al.*, 2002 en préparation
- [51] Comito C. & Schilke P., 2002 en préparation
- [52] Cox P., Gonzalez-Alfonso E., Barlow M.J., Liu X.-W. *et al.*, 1996, A&A 315, L265
- [53] Crosas M., Menten K., 1997, ApJ 483, 913
- [54] Cummins S.E., Thaddeus P., Linke R.A., 1986, ApJS 60, 819
- [55] D’Addario L.R., 1988, *Saturation of the SIS mixer by out-of-band signals*, vol. 36, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques
- [56] Dame T.M., Elmegreen B.G., Cohen R.S., Thaddeus P., 1986, ApJ 305, 892
- [57] de Graauw T., Helmich F.P., 2001, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [58] Desert F.-X., Boulanger F., Puget J.-L., 1990, A&A 237, 215
- [59] Dicke R.H., 1946, Rev. Sci. Instrum. 17, 368
- [60] Dickens J.E., Irvine W.M., Snell R.L., Bergin E.A. *et al.*, 2000, ApJ 542, 870
- [61] Doré O., Teyssier R., Bouchet, F.R., Vibert D. *et al.*, 2001, A&A 374, 358
- [62] Dowell C.D., Collins W., Gardner M., Kovacs A. *et al.*, 2001, American Astronomical Society Meeting 198

- [63] Downes, D., *Radio Astronomy Techniques*, In: “Evolution of Galaxies, Astronomical observations”, eds. I. Appenzeller, H.J. Habing, P. Léna, Springer Verlag, Heidelberg
- [64] Draine B.T., 1978, *ApJS* 36, 595
- [65] Draine B.T., Lee H.M., 1984, *ApJ* 285, 89
- [66] Draine B.T., Bertoldi, F., 1999, in *The Universe as Seen by ISO*, Eds. P. Cox & M.F. Kessler. ESA-SP 427.
- [67] Dumke M., Nieten Ch., Thuma G., Wielebinski R. *et al.*, 2001, *A&A* 373, 853
- [68] Dupac X., Giard M., Bernard J.-P., Lamarre J.-M. *et al.*, 2001, *ApJ* 553, 604
- [69] Egan M.P., Shipman R.F., Price S.D., Carey S.J., Clark F.O. *et al.*, 1998, *ApJ* 494, L199
- [70] Emerson D.T., Klein U., Haslam C.G.T., 1979, *A&A*, 76, 92
- [71] Emerson D.T., Gräve R., 1988, *A&A*, 190, 353
- [72] Emerson D.T., Payne J.M., 1995, *Multi-Feed Systems for Radio-Telescopes*, PASP, vol. 75, p. 332
- [73] Erickson E.F., Swift C.D., Witteborn F.C., Mord A.J. *et al.*, 1973, *ApJ* 183, 535
- [74] Evans N.J., II, 1980, in *IAU Symposium 87, Interstellar Molecules*, ed. B.H. Andrew (Dordrecht: Reidel)
- [75] Falgarone E., Panis J.-F., Heithausen A., Pérouault M. *et al.*, 1998, *A&A*, 331, 669
- [76] Feldman M.J., Pan S.-K., Kerr A.R., 1987, *Saturation of the SIS mixer*, International Superconductivity Electronics Conference.
- [77] Fontani F., Cesaroni R., Caselli P., Olmi L., 2002, *A&A* 389, 603
- [78] Forget F., Hourdin F., Hourdin C. Talagrand O., 1999, Proc. of *The Fifth International Conference on Mars*, July 19-24, 1999, Pasadena, California, abstract no. 620.
- [79] Frerking M.A., Langer W.D., Wilson R.W., *ApJ* 262, 590
- [80] Fuente A., Martin-Pintado J., Cernicharo J., Bachiller R., 1993, *A&A* 276, 473
- [81] Gammie C.F., Knapp G.R., Young K., Phillips T.G., 1989, *ApJ* 345, L87
- [82] Giard, M., Serra G., Caux E., Pajot, F., Lamarre J.-M., 1988, *A&A* 201, L1
- [83] Goicoechea J., Cernicharo J., Pardo J.R., Guélin M. *et al.*, 2001a, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [84] Goicoechea J., Cernicharo J., 2001b, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [85] Goldreich P., Kwan J. 1974, *ApJ* 189 441
- [86] Goldsmith P.F., 1988, *Instrumentation and Techniques for Radio Astronomy*, IEEE Press.
- [87] Goldsmith P.F., 1998, *Quasioptical Systems*, IEEE Press.
- [88] Goldsmith P.F., Melnick G.J., Bergin E.A., Howe J.E. *et al.*, 2000, *ApJ* 539, L123
- [89] Goldsmith P.F., 2001, *ApJ* 557, 736
- [90] Gordon M.A., Baars J.W.M., Cocke W.J., 1992, *ApJ* 264, 337
- [91] Greve A., Hooghoudt B., 1981, *A&A* 93, 76
- [92] Greve A., Neri R., Sievers A., 1998a, *A&AS* 132, 413
- [93] Greve A., Kramer C., Wild W., 1998b, *A&AS* 133, 271
- [94] Greve A., 2000, *Radio Antennas*, Proceeding de la seconde école d’été d’interférométrie de l’IRAM (IMISS2), éditeur A. Dutrey.

- [95] Griffin M.J., Swinyard B.M., Vigroux L., 2001, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [96] Griffin M.J., Ade P.A.R., Orton G.S., Robson E.I. *et al.*, 1986, *Icarus*, 65, 244
- [97] Griffin M.J., Orton G.S., 1993, *Icarus*, 105, 537
- [98] Groenewegen M.A.T., Baas F., de Jong T. *et al.*, 1996, *A&A* 306, 241
- [99] Groenewegen M.A.T., van der Veen W.E.C.J., Matthews H.E., 1998, *A&A* 338, 491
- [100] Groenewegen M.A.T., de Jong T., 1998, *A&A* 352, 587
- [101] Groesbeck T.D., Phillips T.G., Blake G.A., 1994, *ApJS* 94, 147
- [102] Habing H.J., 1968, *Bull. Astr. Netherlands*, 19, 421
- [103] Handa T., Hasegawa T., Hayashi M., Sakamoto S. *et al.*, 1993, *Back to the Galaxy*, AIP Conf. 278, ed. S.S. Holt & F. Verter, p.315-318
- [104] Hechler M., 1999, *FIRST/Planck: Consolidated Report on Mission Analysis*, FP-MA-RP-0010-TOS/GMA, document ESOC.
- [105] Helmich F., van Dishoeck E.F., 1997, *A&AS* 124, 205
- [106] Henkel C., Matthews H.E., Morris M., Terebey S. *et al.*, 1985, *A&A* 147, 143
- [107] Hennebelle P., Pérault M., Teyssier D., Ganesh. S., 2001, *A&A* 365, 598
- [108] Hjalmarson Å, 1996, Proc. of *CO: 25 years of Mm-wave Spectroscopy*, 70th Symposium of the International Astronomical Union held in Tucson, Arizona, May 29-June 5, 1995.
- [109] Hogerheijde M.R., Sandell G., 2000, *ApJ* 534, 880
- [110] Holland W.S., Robson E.I., Gear W.K., Cunningham C.R. *et al.*, 1999, *MNRAS* 303, 659
- [111] Hollenbach D.J., Tielens A.G.G.M., 1997, *ARA&A* 35, 179
- [112] Hollenbach D.J., Tielens A.G.G.M., 1999, *Rev. Modern Phys.* 71, 173
- [113] Hollis J.M., Snyder L.E., Blake D.H., Lovas F.J. *et al.*, 1981, *ApJ* 251, 548
- [114] Horn J., Siebertz O., Schmling F., Kunz C. *et al.*, 1999, *Exp. Astro.*, v.9, Issue 1, p.17-38
- [115] Huggins P.J., Bachiller R., Cox P., Forveille T., 1994, *ApJ* 424, L127
- [116] Hunter T.R., Benford D.J., Serabyn E., 1996, *PASP*, v.108, p.1042-1050
- [117] Jaminet P.A., Danchi W.C., Sutton E.C., Bieging J.H. *et al.*, 1991, *ApJ* 380, 461
- [118] Jaminet P.A., Danchi W.C., Sandell G., Sutton E.C., 1992, *ApJ* 400, 535
- [119] Jenness T., Lightfoot J.F., Holland W.S., 1998, in ASP Conf. Ser. 145, *Astronomical Data Analysis Software and Systems VII*, ed. R. Albrecht, R.N. Hook & H.A. Bushouse, 216
- [120] Josephson B.D., 1962, *Possible new effects in superconductive tunnelling*, *Phys. Lett.* 1, 251.
- [121] Justtanont K., Tielens A.G.G.M., Skinner C.J., Haas M., 1997, *ApJ* 476, 319
- [122] Karasik B.S., Gaidis M.C., MACGrath W.R., Bumble B. *et al.*, 1997, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, pp.1567-1569.
- [123] Keene J.B., Young K., Phillips T.G., Büttgenbach T.H. *et al.*, 1993, *ApJ* 415, L131
- [124] Kessler M.F., Steinz J.A., Anderegg M.E., Clavel J. *et al.*, 1996, *A&A*, 315, L27-L31
- [125] Kim H.-D.; Cho S.H., Chung H.-S., Kim H.-R. *et al.*, 2000, *ApJS* 131, 483
- [126] Kim S.-H., Martin P.G. Hendry P.D., *ApJ* 422, 164
- [127] Kleinmann D.E., Low F.J., 1967, *ApJ* 149, L1
- [128] Knapp G.R., Crosas M., Young K. *et al.*, 2000, *ApJ* 534, 324

- [129] Knapp G.R., Young, K., Lee E., Jorissen A., 1998, ApJS 117, 209
- [130] Kooi J.W. et al, 2000, *Noise Stability of SIS receivers*, Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 21, n5
- [131] Kramer C., Stutzki J., Winnewisser G., 1996, A&A 307, 915
- [132] Kramer C., 1997, *Calibration of spectral line data at the IRAM 30-m telescope*, IRAM internal report
- [133] Kramer C., Alves J., Lada C.J., Lada E.A. *et al.*, 1999, A&A, 342, 257
- [134] Kraus J.D., 1982, *Radio Astronomy*, McGraw-Hill.
- [135] Kreysa, E., Gemünd H.-P., Gromke J., Haslam C.G. *et al.*, 1998, Proc. SPIE Vol. 3357, p. 319-325, *Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes*, T.G. Phillips Ed.
- [136] Kuiper T.B.H., Rodriguez Kuiper E.N., Dickinson D.F., Turner B.E. *et al.*, 1984, ApJ 276, 211
- [137] Kutner M.L., Ulich B.L., 1981, ApJ 250, 341
- [138] Lada C.J., Depoy D.L. Merrill K.M., Gatley I., 1991, ApJ 374, 533
- [139] Lada C.J., Lada E.A., Clemens D.P., Bally J., 1994, ApJ 429, 694L
- [140] Lada E.A., Evans N.J.,II, Falgarone E., 1997, ApJ 488, 286
- [141] Ladd E.A., Fuller G.A., Deane J.R., 1998, ApJ 495, 871
- [142] Lagache G., Abergel A.; Boulanger F., Puget J.-L., 1998, A&A 333, 709L
- [143] Langley S.P., 1880, The Observatory, vol. 3, pp. 501-506
- [144] Lazareff B., 1999, *Introductory review: Receivers*, IRAM Newsletter, janvier 1999.
- [145] Léger A., 1983, A&A 123, L271
- [146] Léger A., Puget J.-L., 1984, A&A 137, L5
- [147] Lilley A.E., Palmer P., 1968, ApJS 16, 143
- [148] Lis D.C., Serabun E., Keene J., Dowell C.D. *et al.*, 1998, ApJ 509, 299
- [149] Lisenfeld U., Thum C., Neri R., Sievers A., 2000 *Secondary calibrators for continuum measurements in the 1.3 mm window at the IRAM 30-m telescope*, IRAM Technical report
- [150] Liu X.-W., Barlow M.J., Nguyen-Q-Rieu, Truong-Bach *et al.*, 1996, A&A 315, L257
- [151] Low F.J., Aumann H.H., Gillespie C.M., 1970, *Astronautics and Aeronautics*. 7, 26
- [152] Luinge W., 1999, *HIFI AIV Plan*, SRON-G/HIFI/PL/1999-01
- [153] Maddalena R.J., Moscowitz J., Thaddeus P., Morris M., 1986, ApJ 303, 375
- [154] MacDonald G.H., Gibb A.G., Habing R.J., Millar T.J., 1996, A&AS 119, 333
- [155] MacLaren I., Richardson K.M., Wolfendale A.W., 1988, ApJ 333, 821
- [156] Maret S., Caux E., Baluteau J.-P., Ceccarelli C. *et al.*, 2001, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [157] Martin D.H., Puplett E., “Polarized interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum”, *Infrared Phys.*, vol. 10, pp. 105-109, 1969.
- [158] Mauersberger R., Guélin M., Martin-Pintado J., Thum C. *et al.*, 1989, A&A 79, 217
- [159] Melnick G.J., Stauffer J.R., Ashby M.L.N., Bergin E.A. *et al.*, 2000, ApJ 539, L77
- [160] Mezger P.G., Chini R., Kreysa E., Gemünd H.-P., 1986, A&A 160, 324
- [161] Migeotte M., Leven L., 1952, ApJ 115, 326
- [162] Minier V., Booth R.S., 2002, A&A 387, 179

- [163] Miville-Deschênes M.-A., Boulanger F., Abergel A., Bernard J.-P., 2000, A&AS, 147, 1
- [164] Moreno R. 1998, Thèse de doctorat, Université Paris VI.
- [165] Motte F., Andre P., Neri R. 1998, A&A, 336, 150
- [166] Müller T.G., Lagerros J S.V., 2002, A&A 381, 324
- [167] Myers P.C., Linke R.A., Benson P.J., 1983, ApJ 264, 517
- [168] Myers P.C., Goodman A.A., 1988, ApJ 329, 392
- [169] Neugebauer G., Leighton R.B., 1969, NASA SP-3047
- [170] Nummelin A., Bergman P., Hjalmarson A., Friberg P. *et al.*, 1998, ApJS 117, 427
- [171] Nyman L.A., Olofsson H., Johansson L.E.B., Booth R. *et al.*, 1993, A&A 269, 377
- [172] Ohishi M., 2002 en préparation
- [173] Oka T., Hasegawa T., Hayashi M., Handa T. *et al.*, 1998, ApJ 493, 730
- [174] Omont A., Ganesh S., Alard C., Blommaert J.A., Caillaud B. *et al.*, 1999, A&A 348, 755
- [175] Onaka .T, de Jong T., Yamamura I., 2002, A&A 388, 573
- [176] Ossenkopf V., Henning, T., 1994, A&A 291, 943
- [177] Ossenkopf V., 2001, *Proposal for the ICU processing of the WBS data in different observing modes*
- [178] Ossenkopf V., 2002a, *HIFI Observing Modes*, HIFI/ICC/2002-02
- [179] Ossenkopf V., 2002b, *Notes on the intensity calibration problem ofr HIFI*
- [180] Orton G.S., Griffin M.J., Ade P.A.R., Nolt I.G. *et al.*, 1986, Icarus, 67, 289
- [181] Panis J.-F. 1995, Thèse de doctorat, Université Paris VI.
- [182] Pantaleev M., 2000, *Theoretical Analysis and Computer Simulation of Ultimate Measurement Accuracy in FIRST Beam Testing Range at MM and SubMM Waves*, Master of Science Thesis, Chalmers University of Technology, Göteborg.
- [183] Pardo J.-R., 1996, *Étude de l'atmosphère terrestre au moyen d'observations aux longueurs d'onde millimétriques et sub-millimétriques*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie.
- [184] Penzias A.A., Burrus C.A., 1973, ARA&A 11, 51
- [185] Penzias A.A., 1981, ApJ 249, 518
- [186] Pérault M., Omont A., Simon G., Seguin P., Ojha D. *et al.*, 1996, A&A 315, L165
- [187] Phillips T.G., Jefferts K.B., Wannier P.G., 1973, ApJ 186, L19
- [188] Phillips T.G., Woody D.P., Dolan G.J., Miller R.E. and al., 1981, IEEE MAG 17, 684.
- [189] Phillips T.G., 1995, CSO observing manual, *Calibration at the CSO*.
- [190] Phillips R.P., 2001, *HITEC, Heterodyne Integration Time Calculator*, JCMT Newsletter, mars 2000.
- [191] Pilbratt G., 2001, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [192] Poglitsch A., Wälkens C., Geis N., 2001, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [193] Pratap P., Dickens J.E., Snell R.L., Miralles M.P. *et al.*, 1997, ApJ 486, 862
- [194] Price S.D., 1976, in *Sounding Rocket Technology Conference*, 4th, Boston, Mass., June 23-25. (A76-35251 17-15) New York, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., pp. 169-171.

- [195] Price S.D., Egan M.P., Carey S.J., Mizuno D.R. *et al.*, 2001, AJ 121, 2819
- [196] Rau G., Schieder R., 1984, in Proc. 14th European Microwave Conference, pp. 248-253, Liège, Belgique.
- [197] Reichertz L.A., Weferling B., Esch W., Kreysa E., 2001, A&A 379, 739
- [198] Reipurth B., Bouchet P., 1984, A&A 137, L1
- [199] Ristorcelli I., Bernard J.-P., Stepnik B., Abergel A. *et al.*, 2001, Proc. of *The Promise of the Herschel Space Observatory*, 12-12 December 2000, Toledo, Spain, ESA SP-460, July 2001.
- [200] Roberts I., 1903, ApJ 17, 72
- [201] Roelfsema P. and the calibration group, 2001, *HIFI Calibration Use Cases*, HIFI/ICC/2001-005
- [202] Rohlfs K., 1986, *Tools of Radioastronomy*, Springer-Verlag Heidelberg Eds.
- [203] Rudner S., Feldman, M.J., Kollberg E., Cleason T., 1981, IEEE MAG 17, 690
- [204] Ruze J., 1966, Proc. IEEE 54, 633
- [205] Ryde N., Schöier F.L., Olofsson H., 1999, A&A 345, 841
- [206] Sakamoto S., Hasegawa T., Hayashi M., Handa T. *et al.*, 1995, ApJS 100, 125
- [207] Sakamoto S., Hasegawa T., Handa T., Hayashi M. *et al.*, 1997, ApJ 486, 276
- [208] Sandell G., 1994, MNRAS 217, 75
- [209] Sandell G., 1999, *Secondary calibrators for SCUBA*, JCMT website.
- [210] Sandell G., Weintraub D.A., 2001, ApJS 134, 115
- [211] Sanders D.B., Scoville N.Z., Solomon P.M., 1985, ApJ 289, 373
- [212] Sanders D.B., Clemens D.P., Scoville N.Z., Solomon P.M., 1986, ApJS 60, 1S
- [213] Schaap H., 1997, *FIRST/Planck Instrument Interface Definition - Part A*, PT-IID-A-04624
- [214] Schilke P., Groesbeck T.D., Blake G.A., Phillips T.G., 1997, ApJS 108, 301
- [215] Schilke P., Benford D.J., Hunter T.R. Lis D.C. *et al.*, 2001, ApJS 132, 281
- [216] Schieder R., Kramer C., 2001, A&A 373, 746
- [217] Schieder R., 1993, *The usefulness of a gas cell for performance testing*, SWAS/TM-4027
- [218] Schieder R., 2002, *About the impact of standing waves in the LO path of a heterodyne receiver*
- [219] Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M., 2001, ApJ 500, 525
- [220] Schöier F.L., Olofsson H., 2001, A&A 368, 969
- [221] Serra G., Sirmain C., Lamarre J.-M. *et al.*, 1997, Proc. of International Conference of Space Optics (ICSO).
- [222] Sievers A., Teyssier D., 2000, *A Fast-Mapping Method for Bolometer Arrays: Commissioning Tests*, IRAM Newsletter December 2000.
- [223] Skinner C.J., Justtanont K., Tielens A.G.G.M., Betz A.L. *et al.*, 1995, ASP Conf. Ser. 73, *Airborne Astronomy Symp. on the Galactic Ecosystem: From Gas to Stars to Dust*, ed. M.R.Haas, J.A.Davidson & E.F.Erickson (San Francisco: ASP), 433
- [224] Snell R.L., Howe J.E., Ashkby M.L.N., Bergin E.A. *et al.*, 2000, ApJ 539, L101
- [225] Spaans M., 1996, A&A 307, 271
- [226] Stepnik B., Abergel A., Bernard J.-P., Boulanger F. *et al.*, 2002a, à apparaître dans A&A
- [227] Stepnik B., Jones A.P., Abergel A., Bernard J.-P. *et al.*, 2002b, à apparaître dans A&A

- [228] Sternberg A., 1998, in *The Molecular Astrophysics of Stars and Galaxies*, Eds. T.W. Hartquist & D.A. Williams. Clarendon Press, Oxford, p.201
- [229] Sutton E.C., Blake G.A., Masson C.R., Phillips T.G., 1985, ApJS 58, 341
- [230] Sutton E.C., Peng R., Danchi W.C., Jaminet P.A. *et al.*, 1995, ApJS 97, 455
- [231] Sutton E.C., Jaminet P.A., Danchi W.C., Blake G.A., 1991, ApJS 77, 255
- [232] Tafalla M., Mardones D., Myers P.C., Caselli P. *et al.*, 1998, ApJ 504, 900
- [233] Tafalla M., Myers P.C., Caselli P., Walmsley C.M. *et al.*, 2002, ApJ 569, 815
- [234] Teyssier D., 1999a, *A Time Estimator for Observations at the IRAM 30-m Telescope*, IRAM Newsletter, août 1999.
- [235] Teyssier D., Sievers A., 1999b, *A Fast-Mapping Method for Bolometer Arrays Observations at the IRAM 30-m Telescope*, IRAM technical report.
- [236] Teyssier D., Pérault M., and the Calibration Group, 2000, *HIFI Calibration Plan*. SRON/HIFI/PL/2000-01
- [237] Thum C., Sievers A., Navarro S., Brunswig W. *et al.*, 1995, *Frequency Switching at the 30-m Telescope*, IRAM Working Report No 228/95.
- [238] Tielens A.G.G.M., Tokunaga A.T., Geballe T.R., Baas F., 1991, ApJ 381, 181
- [239] Tucker J.R., 1979, IEEE J., Quantum electronics, QE-15, 1234
- [240] Tucker J.R., Feldman M.J., 1985, Rev. Mod. Phys. 57, 1055-1113
- [241] Turner B.E., 1989, ApJS 70, 539
- [242] Ulich B.L., Haas R.W., 1976, ApJS 30, 247
- [243] Ulich B.L., 1981, A.J., 86, 1619
- [244] Vanden Bout P.A., Loren R.B., Snell R., Wooten A., 1984, ApJ 217, 161
- [245] van Dishoek E.F., Blake G.A., Jansen D.J., Groesbeck T.D., 1995, ApJ 447, 760
- [246] von Hoerner S., Wong W.-Y., 1975, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-23, pp. 689-695.
- [247] Walker R.G., Price S.D., 1972, AFCRL-72-0588
- [248] Wang Y., Jaffe D.T., Graf U.U., Evans N.J.II, 1994, ApJS, 95, 503
- [249] Wattenbach R., Krügel E., Röser H.P., Nett H. *et al.*, 1988, A&A 202, 133
- [250] Weferling B., Reichertz L.A., Schmid-Burgk J., Kreysa, E, 2002, A&A 383, 1088
- [251] Westerhout G., Wendlandt H.U., Harten R.H., 1973, AJ 78, 569
- [252] Williams P.G., White G.J., 1992, A&A 266, 365
- [253] Whyborn N.D., Beintema D.B., 1998, *HIFI Instrument Specifications*, SRON-G/HIFI/SP/1998-01.
- [254] Whyborn N.D., 2002, *HIFI Signal Standing Wave Sensitivity*, SRON-G/HIFI/TN/2002-001.
- [255] Yagoubov P., Kroug M., Merkel H., Kollberg E. *et al.*, 1999, Superconductor Science and Tech., vol. 12, pp. 989-991
- [256] Yonekura Y., Hayakawa T., Mizuno N., Mine Y. *et al.*, 1999, PASJ 51, 837
- [257] Young K., 1995, ApJ 445, 872
- [258] Young K., Serabyn G., Phillips T.G., Knapp G.R. *et al.*, 1992, ApJ 385, 265
- [259] Young K., 1997, ApJ 488, L57
- [260] Zhou S., Evans N.J., II, Koempe C., Walmsley C.M., 1993, ApJ 404, 232
- [261] Zhou S., Jaffe D.T., Howe J.E., Geis N. *et al.*, 1993, ApJ 419, 190

Liste des publications

Revue à comité de lecture

- **Teyssier D.**, Hennebelle P., Pérault M., 2002, A&A 382, 624. *Radio-millimetre investigation of galactic infrared dark clouds.*
- Abergel A., **Teyssier D.**, Bernard J.P., Boulanger F. et al. 2002, soumis à A&A. *ISOCAM and molecular observations of the edge of the Horsehead nebula.*
- Hennebelle P., Pérault M., **Teyssier D.**, Ganesh S., 2001, A&A 365, 598. *Infrared dark clouds from the ISOGAL survey. Constraints on the interstellar extinction curve.*
- Greve A., Bremer M., Peñalver J., **Teyssier D.**, en préparation. *IRAM-30m telescope: evaluation of temperature-induced beam deformations.*

Conférences

- **Teyssier D.**, Fossé D., Gerin M., Pety J., Abergel A., Habart E., 2002. *Connection between PAHs and small hydrocarbons in the Horsehead Nebula Photo-Dissociation Region.* Proceedings from the “Chemistry as a diagnostic of star formation” conference, Waterloo, Editor C. Curry.
- Habart E., Abergel A., Boulanger F., **Teyssier D.**, Verstraete L., 2002. *Density Structure at the Edge of the Horsehead Nebula.* Proceedings from the “Chemistry as a diagnostic of star formation” conference, Waterloo, Editor C. Curry.
- **Teyssier D.**, Hennebelle P., Pérault M., 2001. *Probing massive cold cores discovered by ISO in quiescent galactic molecular complexes.* Proceedings from the “Infrared and Submillimetre Space Astronomy” conference, Toulouse. J. Phys. IV, Editor M. Giard.
- **Teyssier D.**, Gerin M., Kramer K., Helmich F., 2001. *Case for a Ground-Based Preparatory Program for HIFI Calibration Sources.* Proceedings de la conférence “Infrared and Submillimetre Space Astronomy”, Toulouse. J. Phys. IV, Editeur M. Giard.
- Hennebelle P., Pérault M., **Teyssier D.**, 2001. *Mid-IR Characterisation of Condensed Cores in Galactic GMC’s (IR dark clouds of the ISOGAL project).* Proceedings de la conférence “Infrared and Submillimetre Space Astronomy”, Toulouse. J. Phys. IV, Editeur M. Giard.
- **Teyssier D.**, Pérault M., Hennebelle P., 2000. *Dark Clouds in the ISOGAL survey: Observational Results.* 32^{ème} Young European Radio Astronomer’s Conference (YERAC), Granada (Espagne).
- **Teyssier D.**, Pérault M., 2000. *Some optimisation methods for spectroscopic and continuum mapping modes.* 32^{ème} Young European Radio Astronomer’s Conference, Granada (Espagne).

- **Teyssier D.**, 1997. *Optimisation of a trajectory between two swing-bys. Application to Rosetta*. ST-97-W.2.08, 48^{ème} congrès international de l'astronautique (IAC), Turin (Italie)

Rapports techniques internes

- **Teyssier D.**, Sievers A., 1999. *A Fast-mapping method for bolometer observations at the IRAM 30-m telescope*. Rapport interne IRAM.
- **Teyssier D.**, 1999. *A time estimator for observations at the IRAM 30-m telescope*. Rapport interne IRAM.
- **Teyssier D.**, 1997. *Optimisation of a trajectory between two swing-bys. Application to Rosetta*. ESTEC Working Paper N° 1949

Documents internes au projet HIFI

- **Teyssier D.**, Dartois E., Pérault M., Boulanger F., 2001. *Feasibility study for gas cell measurements with HIFI*. LRM-ENS/HIFI/AIV/2001-001
- **Teyssier D.**, Gerin M., F. Helmich F., 2001. *Calibration source requirements for Herschel/HIFI*. LRM-ENS/HIFI/SP/2001-001
- **Teyssier D.**, Pérault M., Helmich F. 2000. *HIFI Calibration Plan*. LRM-ENS/HIFI/PL/2000-01
- **Teyssier D.**, Pérault M., 2000. *Template beam synthesis: Motivations and implementation on radiotelescopes..* LRM-ENS/HIFI/CAL/2000-001

Annexe A

Liste des *Use Cases* d'étalonnage

On présente ici la liste des use cases (UC) dédiés à l'étalonnage tels qu'ils apparaissent dans Roelfsema 2001. Pour chacun d'entre eux, on donne une brève description du contenu et de l'objectif du UC, ainsi que la nomenclature avec laquelle il est référencé dans le corps de ce manuscrit.

UC-1 Create a calibration measurement

This use case describes the commonalities to create a calibration measurement of presumably all types covered by the calibration requirements.

UC-1.1 Sensitivity properties

This UC is a summary use case linking the calibration general strategy (calibration plan part 1) with the detailed measurement use cases.

UC-1.1.1 Measure Instrument Sensitivity

This use case describes the procedure to measure and compute the receiver and system temperatures defining the instrument sensitivity for short integrations. The long integration noise model shall be measured in UC-1.1.4.

UC-1.1.2 Determine Instrument Response Times

Determine various important response times of the instrument through the procedures described in the child use cases. The results should be included in the AOT and observing time estimator.

- UC-1.1.2.1 Determine Chopper Response Time: Determine response time of the focal plane chopper.
- UC-1.1.2.2 Determine LO Settling Time: LO Sub-band Change: Determine thermal response time of the LOU after LO sub-band change.
- UC-1.1.2.3 Determine FPU Settling Time - Mixer Band Change: Determine thermal response time of the FPU after mixer band change.
- UC-1.1.2.4 Determine Frequency Switch Response Time: Determine the response time to frequency switching within the same LO band, i.e. by changing the setting of the LSU.

- UC-1.1.2.5 Determine Hot Load Thermal Response Time: Determine the thermal response time of the hot calibration load.
- UC-1.1.2.6 Settling Time Position-Switched Observing: This use case describes the procedure to verify the Position-Switched Observing mode.
- UC-1.1.2.7 Settling Times On-the-fly Mapping: This use case describes the procedure to verify the On-the-Fly mapping mode.

UC-1.1.3 Determine Instrument Intensity Stability

Determine the stability timescale for intensity fluctuations by use of Allan variance measurements. Both the spectroscopic Allan variance and total power (i.e. continuum) Allan variance will be measured. From the results it will be possible to calculate the apparent loss of sensitivity due to instrument instability.

UC-1.1.4 Make Long Duration Integrations

In this use case a long duration observation is done and analysed. It is clear that when integrating over a long period the radiometric noise decreases with the square root of the integration time until systematic errors are encountered. Then the noise levels off and at some point becomes constant.

UC-1.1.5 Measure platforming

This use case describes the procedure to measure the platforming.

UC-1.1.6 Measure Baseline ripple

This use case describes the procedure to measure, analyse and eventually cure the baseline ripples observed/expected to affect the HIFI signals.

UC-1.1.7 Measure Continuum emission

This use case describes how to determine the capability of HIFI to estimate the continuum emission from astronomical sources, and the accuracy of such determinations.

UC-1.2 Beam Properties

Accurate pointing and accurate pointing knowledge are essential for successful HIFI measurements. HIFI is designed to operate at diffraction-limited resolution and it is likely that the pointing capabilities of the Herschel spacecraft are marginal with respect to the HIFI requirements. The calibration steps that the HIFI ICC must take to assure optimal pointing with the HIFI beams are outlined in UC-1.2.1 and underlying UC's, which address the location of the different HIFI beams in the Herschel focal plane, taking into account several chopping positions. The beam shapes are needed for qualitative interpretation of the measurements. Mapping of the beam shapes is addressed in UC-1.2.2. UC-1.2.3 addresses pointing performance.

UC-1.2.1 HIFI Focal-Plane Geometry

This use case deals with the HIFI Focal-Plane geometry, i.c. the X and Y positions of the 14 different mixer beams, for at least 2 different chopper positions.

- UC-1.2.1.1 HIFI Focal-Plane Geometry, ILT: This use case describes the procedure to measure the beam positions on the ground to determine the expected location of the HIFI mixer beams in the Herschel focal plane, for several chopper positions. The geometry is defined in linear focal-plane co-ordinates Y and Z calculated for the nominal position of HIFI in the Herschel telescope focal plane.
- UC-1.2.1.1 HIFI Focal-Plane Geometry, Commissioning Phase: This use case describes the procedure to link the HIFI geometry to the telescope/AOCS configuration. For this purpose one or a few relative large rasters have to be executed to measure the alignment between at least one HIFI channel and the telescope boresight. These will be the first-light measurements of HIFI.
- UC-1.2.1.2 HIFI Focal-Plane Geometry, In-Orbit Calibration: This use case describes the procedure to determine the location of the HIFI mixer beams in the Herschel focal plane, for several chopper positions. The geometry is defined in angular focal-plane co-ordinates Y and Z.

UC-1.2.2 Beam Patterns

This use case describes the procedure to perform and analyse the main beam pattern characteristics (including symmetry and first order side-lobes).

UC-1.3 Spectral properties

This UC is a summary use case dedicated to spectral calibration. It links the general calibration strategy with the detailed measurement use cases. Spectral calibration is one of the most important calibrations. It allows to determine the spectral properties of the WBS, HRS LO and the full instrument. This calibration makes it possible to characterize the spectral instrument response.

UC-1.3.1 Measure frequency calibration

Encore non fait.

- UC-1.3.1.1 WBS Frequency Calibration: This use case describes the procedure to determine the calibrated frequency measured by the WBS. The line profile check will be evaluated from the frequency calibration measurement.
- UC-1.3.1.2 HRS Frequency Calibration: voir UC-1.3.2.1.
- UC-1.3.1.4 Instrument Frequency Calibration: This use case describes the procedure to check the instrument frequency accuracy with respect to known spectra of external sources (astronomical sources - gas cell).

UC-1.3.2 Measure Instrument Line Profile

This use case describes the general procedure to check the instrument line profile through a series of S/S and the integrated instrument itself. This is the parent UC for a series of dedicated line profile measurement UC's.

- UC-1.3.2.1 WBS line profile: voir UC-1.3.1.1

- UC-1.3.2.2 HRS line profile: This use case describes the procedure to measure the HRS line profile. In this test, for different frequencies of the input signal we monitor the power in one spectral channel. To do this operation we need to feed directly the HRS (without the HIFI front-end) with a signal generator. As a consequence, this measurement can be done on the ground only with the HRS disconnected from the other subsystems of HIFI. The hardware and the software needed to do this test will be included in the HRS GSE. This test will be performed during the HRS performance tests. It will be done during the ILT only if it seems that the HRS line profile has to be verified. The procedure to measure the full instrument line profile is described in UC-1.3.2.4.
- UC-1.3.2.3 Measure LO line profile: This use case describes the measurement of the LO signal frequency profile. Both the instantaneous line profile and the time integrated line profile may have to be considered in case of frequency jitter.
- UC-1.3.2.4 Measure Instrument line profile: This use case describes the procedure to check the instrument line profile consistency with respect to reference profiles of known "calibration" sources.

UC-1.3.3 Measure Spectral Purity

The purpose of this Use Case and its children is to measure the spectral purity of HIFI to ensure that the level of all significant spurious signals and spurious responses are known. Un-catalogued instrument spectral artefacts could be misinterpreted as astronomical features.

- UC-1.3.3.1 Measure Spurious Signals: Search for spurious signals in the spectra output by HIFI and determine their frequency and strength. A spurious signal is a spectral feature which is present in the spectrometer output in the absence of any spectral features in the signal entering HIFI, e.g. while HIFI is looking at a black body.
- UC-1.3.3.2 Measure Spurious Responses: Search for spurious responses in the spectra output by HIFI and determine their frequency and strength. A spurious response is a ghost spectral feature present in the spectrometer output which is related to a spectral feature in the signal entering HIFI, but which appears at the wrong frequency. The image response of a double sideband mixer is an example of spurious response.

UC-1.3.4 Measure Side-Band Ratio

In this use-case we will optimise a scheme for determining side-band ratios in critical (frequency) areas. Its main purpose is to verify the determination of the ground-based AIV results. Second purpose is to determine than side-band ratios for a complete spectral scan. Note that side-band ratios do not only depend on image or signal frequency, but are not likely depending on IF and LO frequency (TBC). It remains to be seen whether celestial observations can improve on the ground-based results. In here the whole procedure for ILT and for in-flight has to be described.

UC-1.3.5 Measure diplexer performance

Encore non fait.

UC-1.4 Intensity properties

In this use-case we will optimise a scheme for determining side-band ratios in critical (frequency) areas. Its main purpose is to verify the determination of the ground-based AIV results. Second purpose is to determine than side-band ratios for a complete spectral scan. Note that side-band ratios do not only depend on image or signal frequency, but are not likely depending on IF and LO frequency (TBC). It remains to be seen whether celestial observations can improve on the ground-based results. In here the whole procedure for ILT and for in-flight has to be described.

UC-1.4.1 Measure internal calibrator radiometric properties

This use case describes procedures needed to characterise the internal calibration source (hereafter ICS) and assess its radiometric properties. These measurements are expected to be conducted at S/S level. They will help understanding the integrated instrument and are needed for the HIFI intensity calibration. These measurements should fully characterize the ICS S/S. Modelling of the ICS will be required in order to interpolate the ICS properties to conditions (e.g. frequencies) for which the ICS will not have been calibrated in the instrument (neither in the lab, nor in orbit, cf UC-1.4.2). These properties are *(i)* broad-band emissivity / reflectivity, *(ii)* uniformity of the aperture, *(iii)* angular dependence *(iv)* emission spectrum and *(v)* stability

UC-1.4.2 Measure internal calibrator coupling

This use case describes the procedure to measure the mixer beam coupling to the integrated internal calibrator source (hereafter ICS), including hot and cold loads. It aims at knowing what the radiation temperature seen by the mixers on each load actually is. The frequency dependence needs to be assessed, as it affects the baseline quality (cf UC-1.1.6). Note that a 1K uncertainty on the effective load radiation temperature used to calibrate the data intensity scale translates into a 2 % error on the overall calibration accuracy (assuming a hot load of 100K).

UC-1.4.3 Measure Telescope Aperture Efficiency

This use case describes the procedure to measure the instrument aperture efficiency at different frequencies using astronomical sources.

UC-1.4.4 Calibrate intensity

This use case calibrates the group receivers+spectrometers on loads which are known references. It aims to scale spectrometers outputs given for each channel in spectrometers units to values given in "physical" units like Kelvin. Astronomical calibrations are to applied afterward.

UC-1.4.5 Measure dynamic range

This use case describes the procedure to measure the HIFI dynamic range with the HRS. The dynamic range is checked by a measure of the sensitivity at the limits of the input range.

UC-1.4.6 Measure non-linearity

This use case describes the procedure to measure the HIFI non-linearity. The non-linearity will be measured via the HRS and the WBS. The result can be different between the two spectrometers.

Annexe B

Spectres obtenus au CSO

Nous présentons ici l'intégralité des spectres obtenus au CSO lors des campagnes d'observation préparatoires au sol. Sont également joints des spectres provenant de l'archive spectroscopique du JCMT.

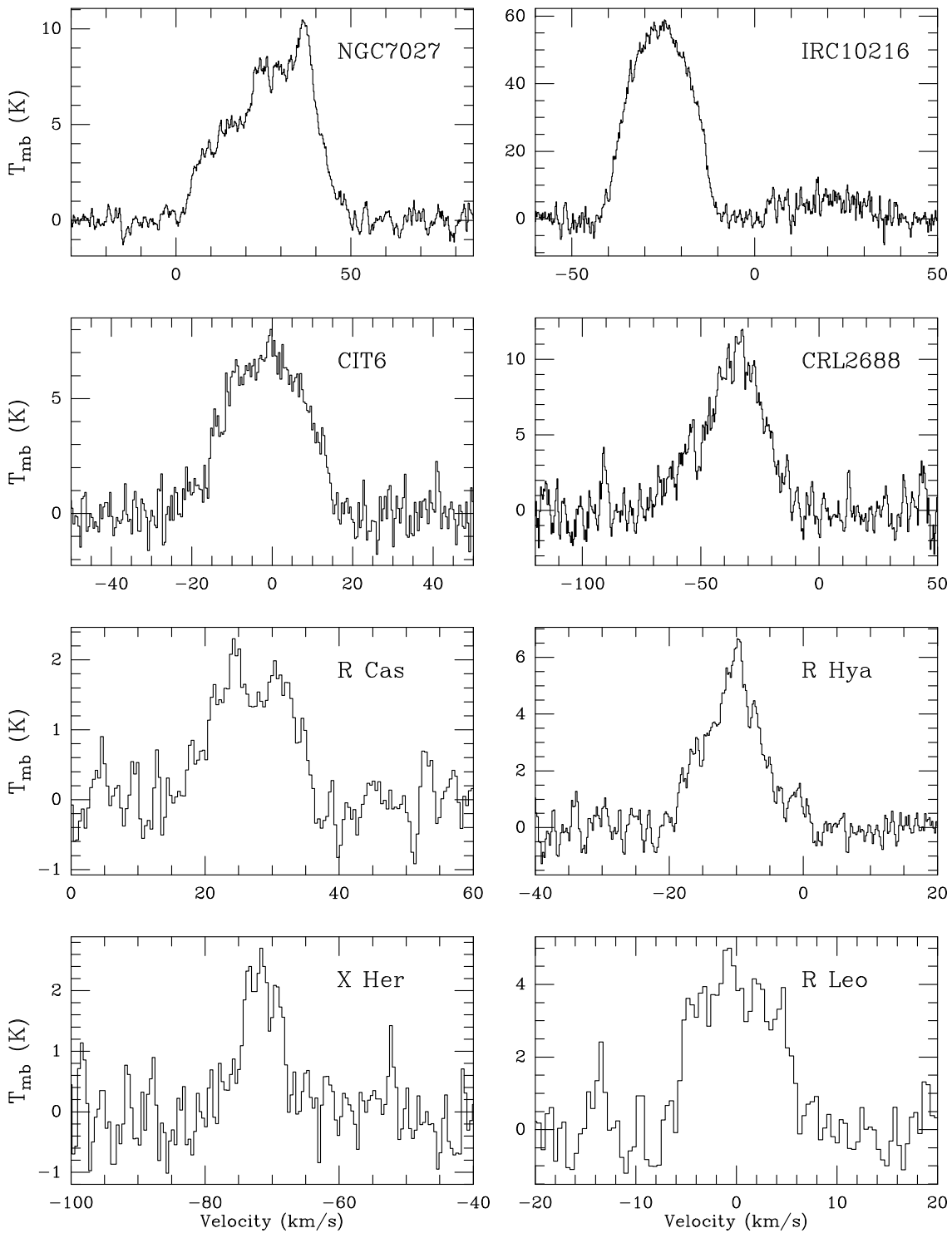


FIG. B.1 – Spectres $CO(J = 6 - 5)$ obtenues aux positions $(0,0)$, ou au pic en cas de décalage apparent par rapport au centre. Les températures sont corrigées pour les pertes en élévation (gain antenne et correction T_A^* , voir texte), et le couplage à la source déduit de l'estimation de taille de source si disponible. Dans le cas de positions uniques, on suppose la source ponctuelle. La raie d'émission à $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ détectée sur IRC10216 a déjà été rapportée par Groenewegen et al. (1998). Cette raie demeure non-identifiée.

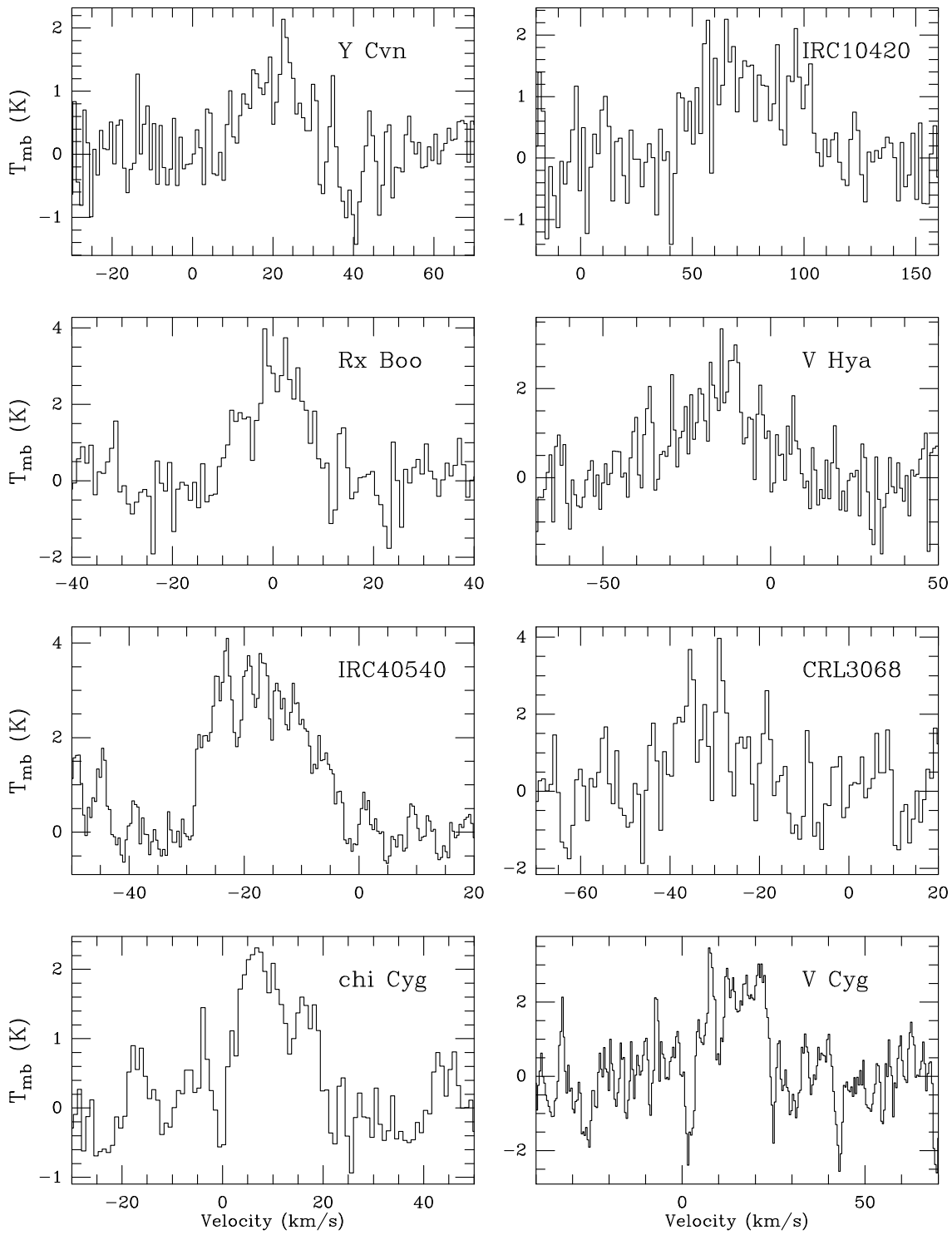


FIG. B.2 – *Similaire à la figure B.1.*

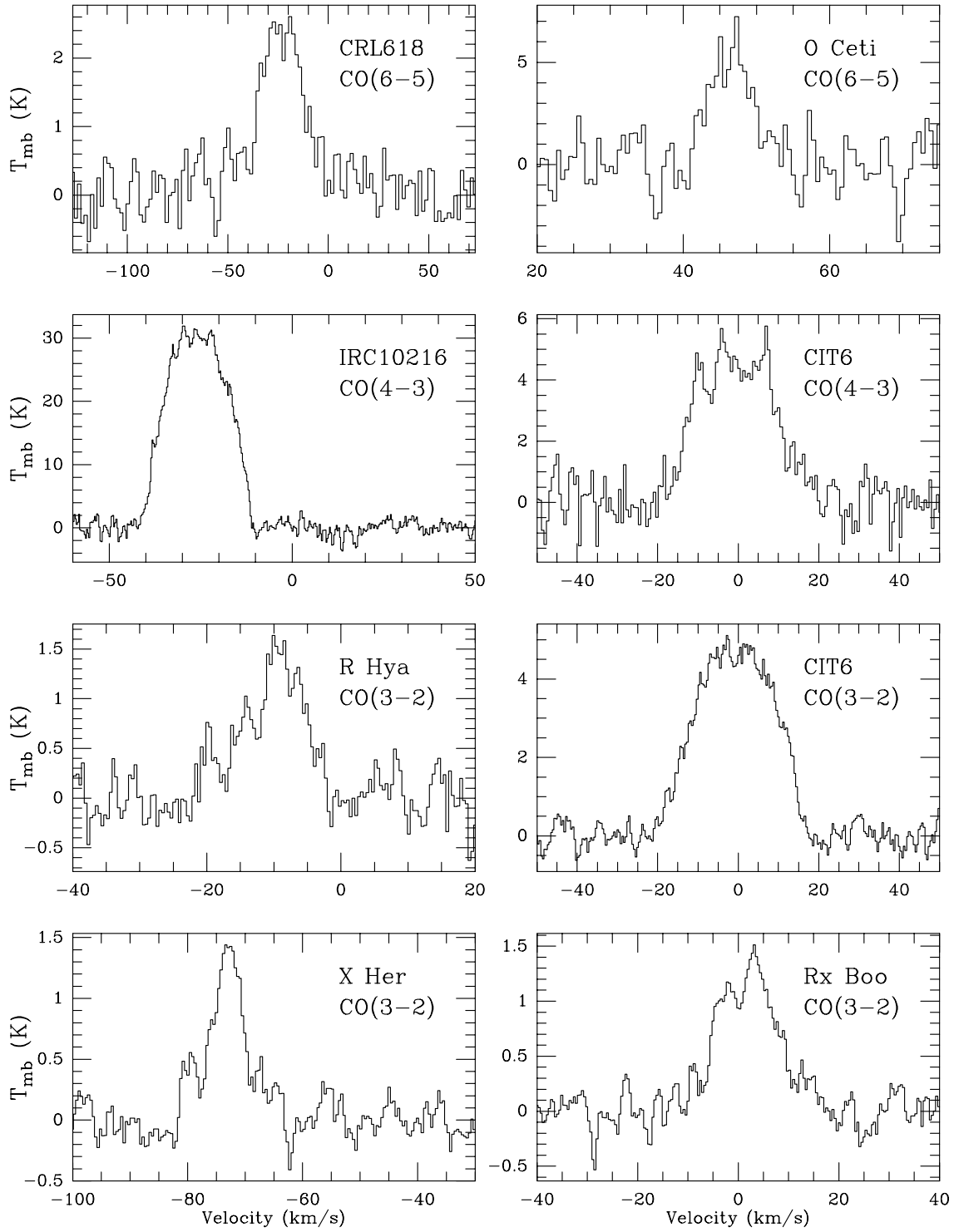


FIG. B.3 – *Similaire à la figure B.1 dans les raies de $CO(J = 6 - 5)$, $CO(J = 4 - 3)$ et $CO(J = 3 - 2)$. Les spectres à 691 GHz proviennent d'observations plus anciennes réalisées par M. Gerin.*

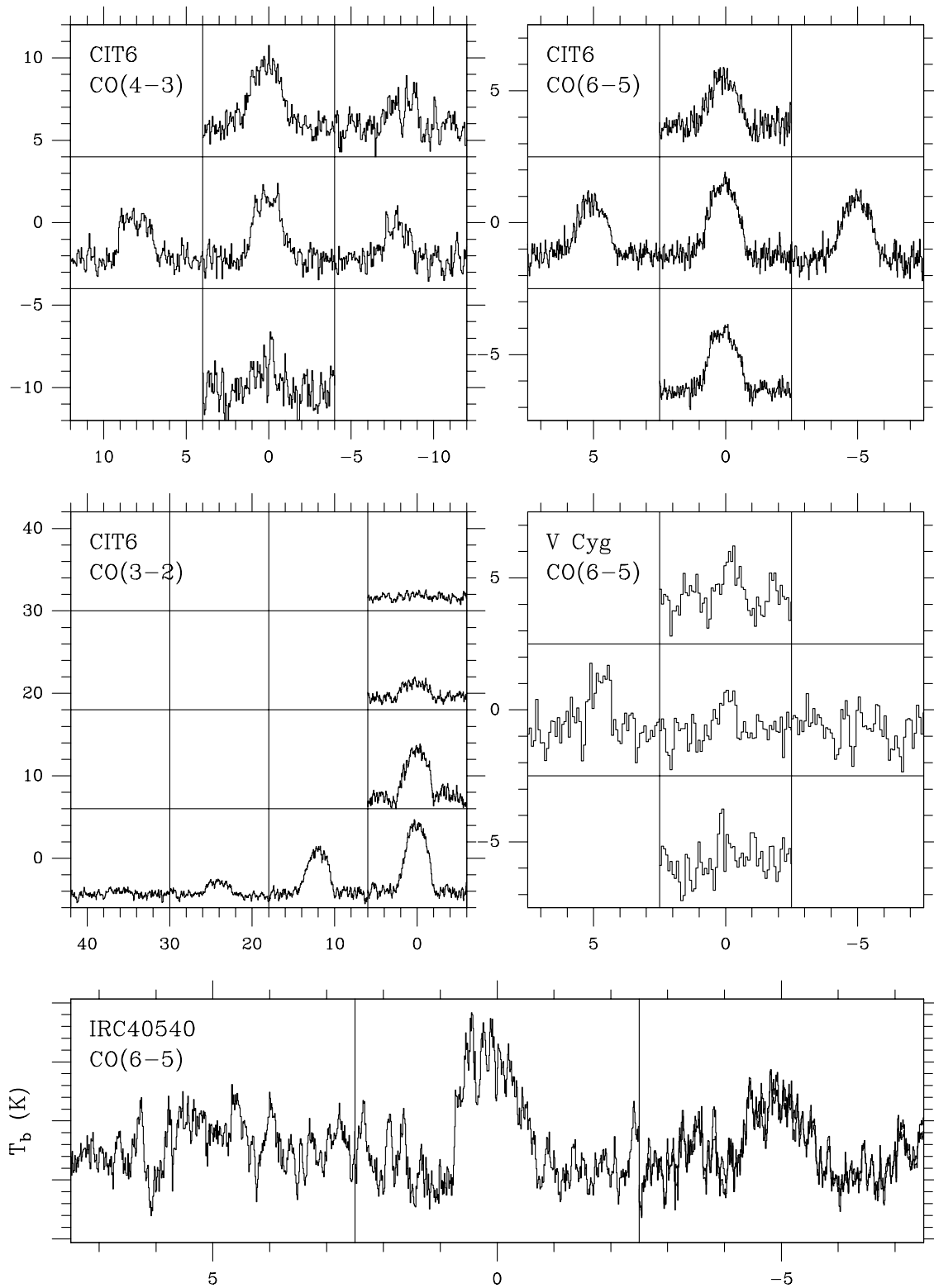


FIG. B.4 – Cartes obtenues en $CO(J = 6 - 5)$.

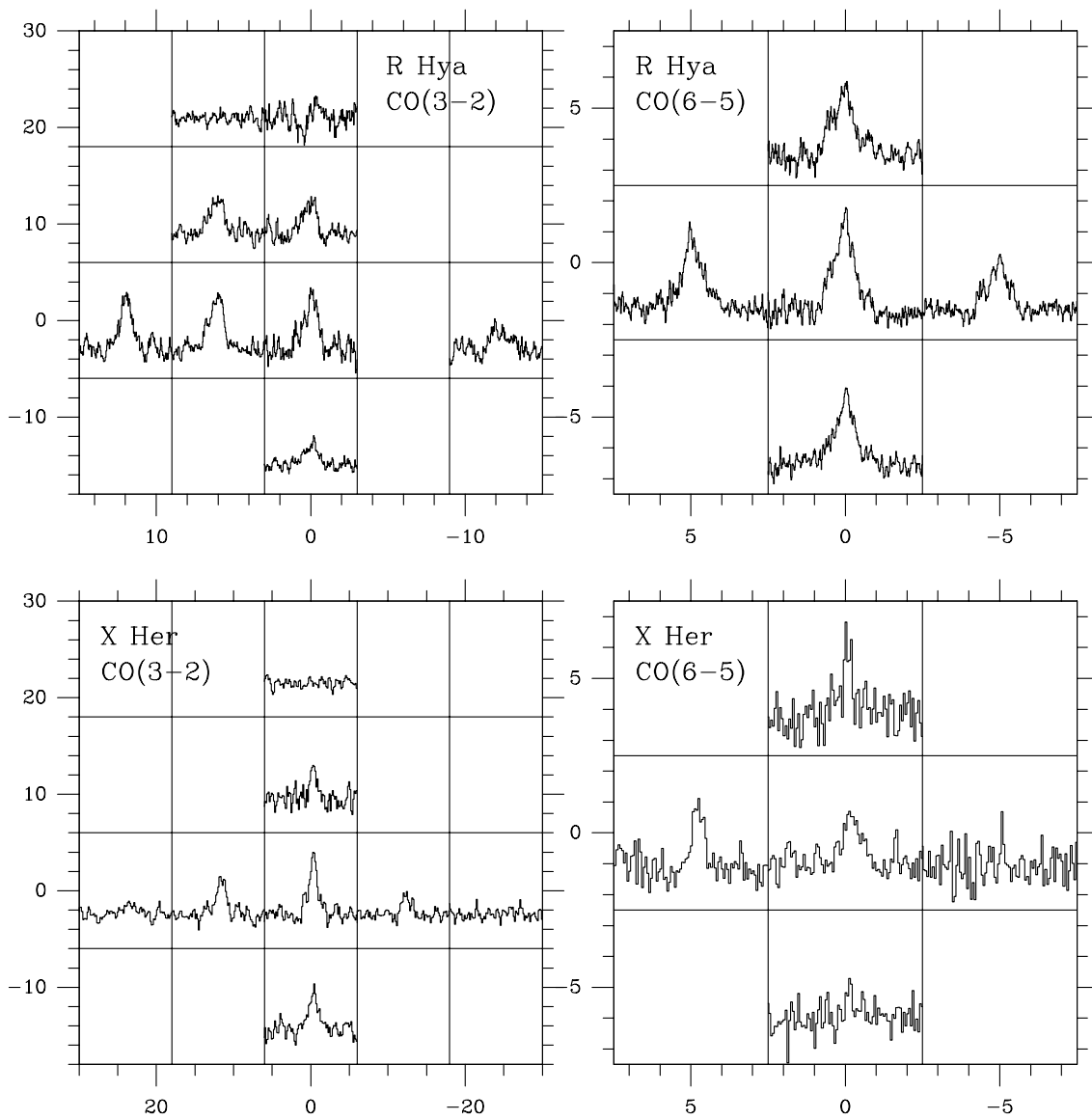


FIG. B.5 – *Similaire à la figure B.4.*

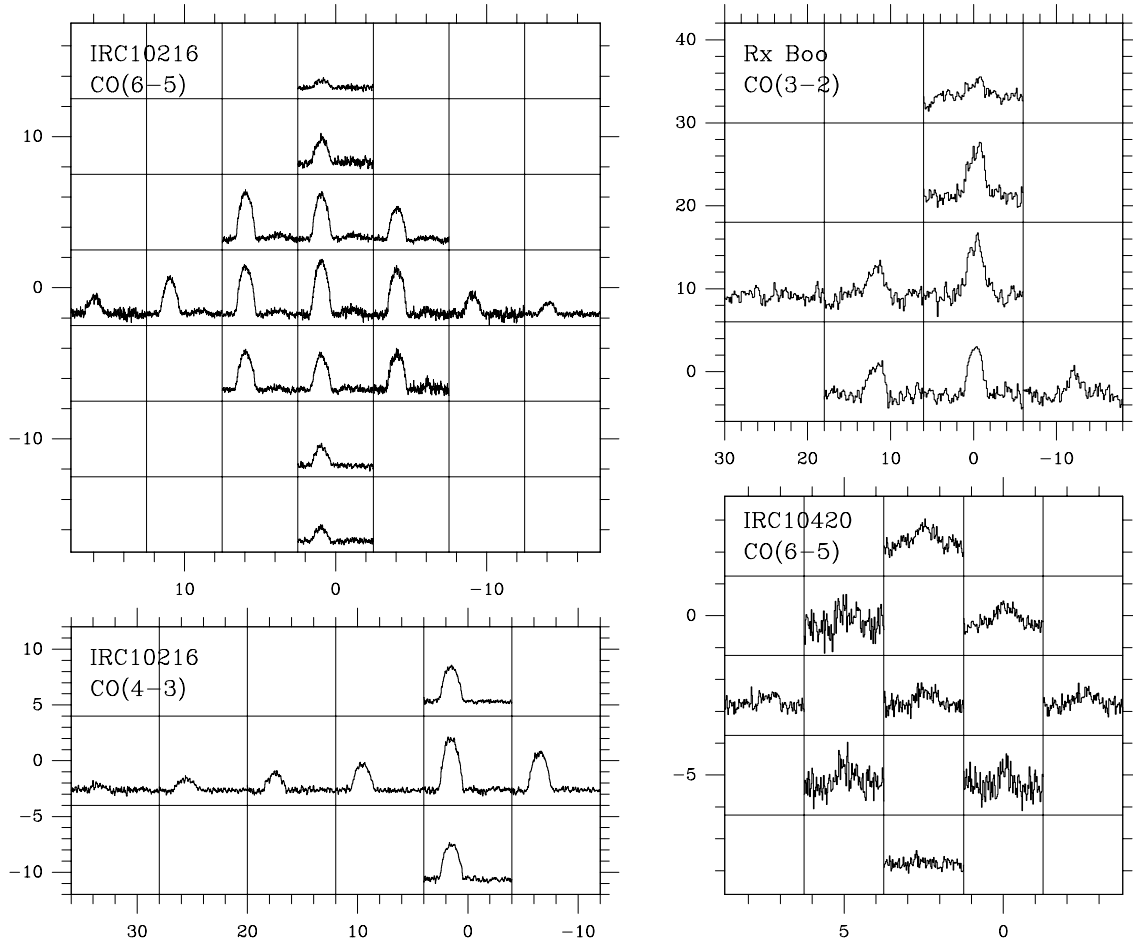


FIG. B.6 – *Similaire à la figure B.4. Malgré un ré-échantillonnage des spectres de IRC10420 à une résolution de 4 MHz, la carte correspondante reste bruitée et les nombreux points qu'elle contient illustre combien le pointage était difficile à contrôler durant les observations.*

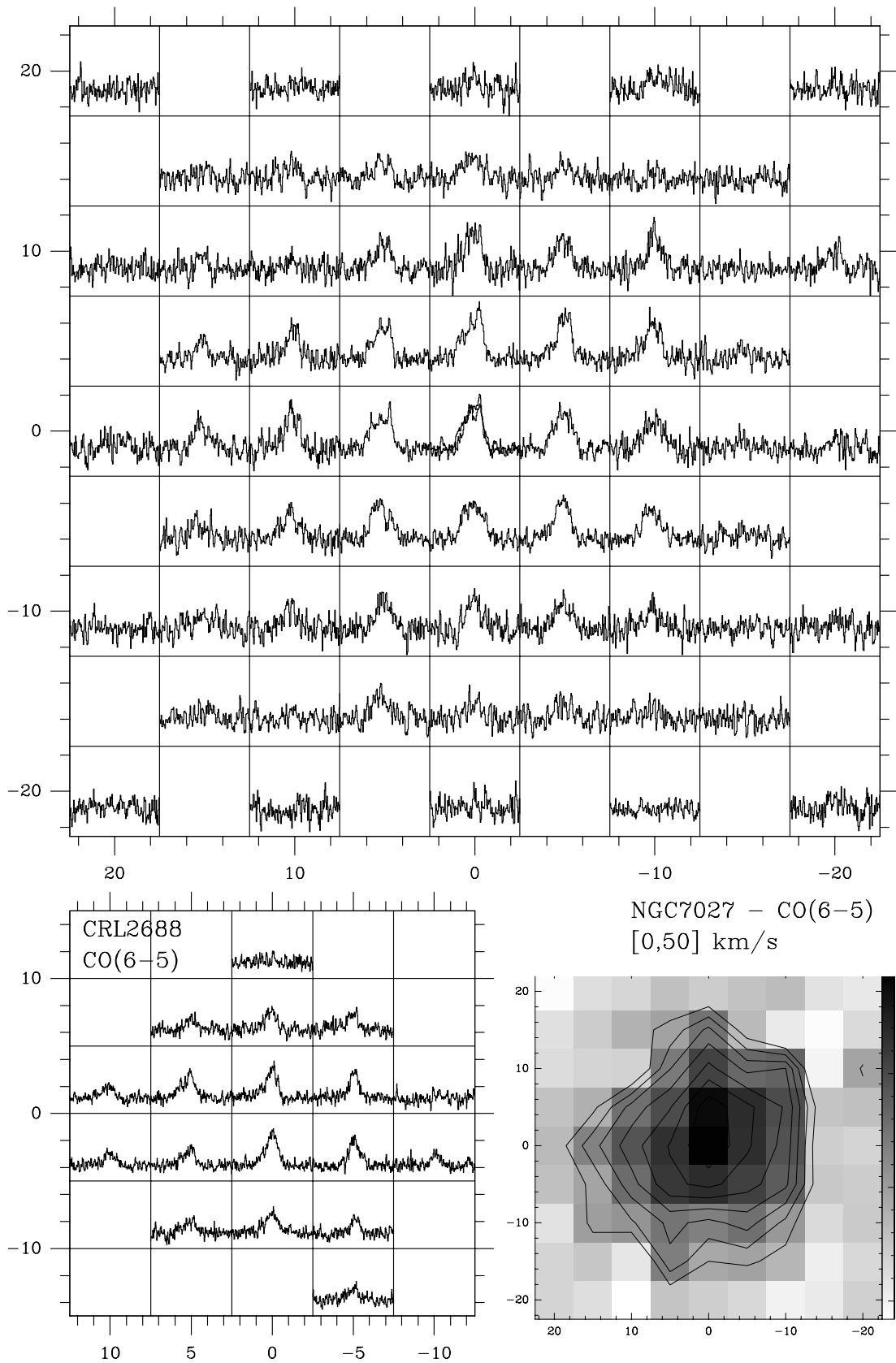


FIG. B.7 – *Similaire à la figure B.4. En bas à droite est illustrée l'émission intégrée de NGC7027 entre 0 et 50 km s⁻¹ pour la raie de CO(J = 6 – 5). Les contours correspondent à 30-90/10% du pic.*

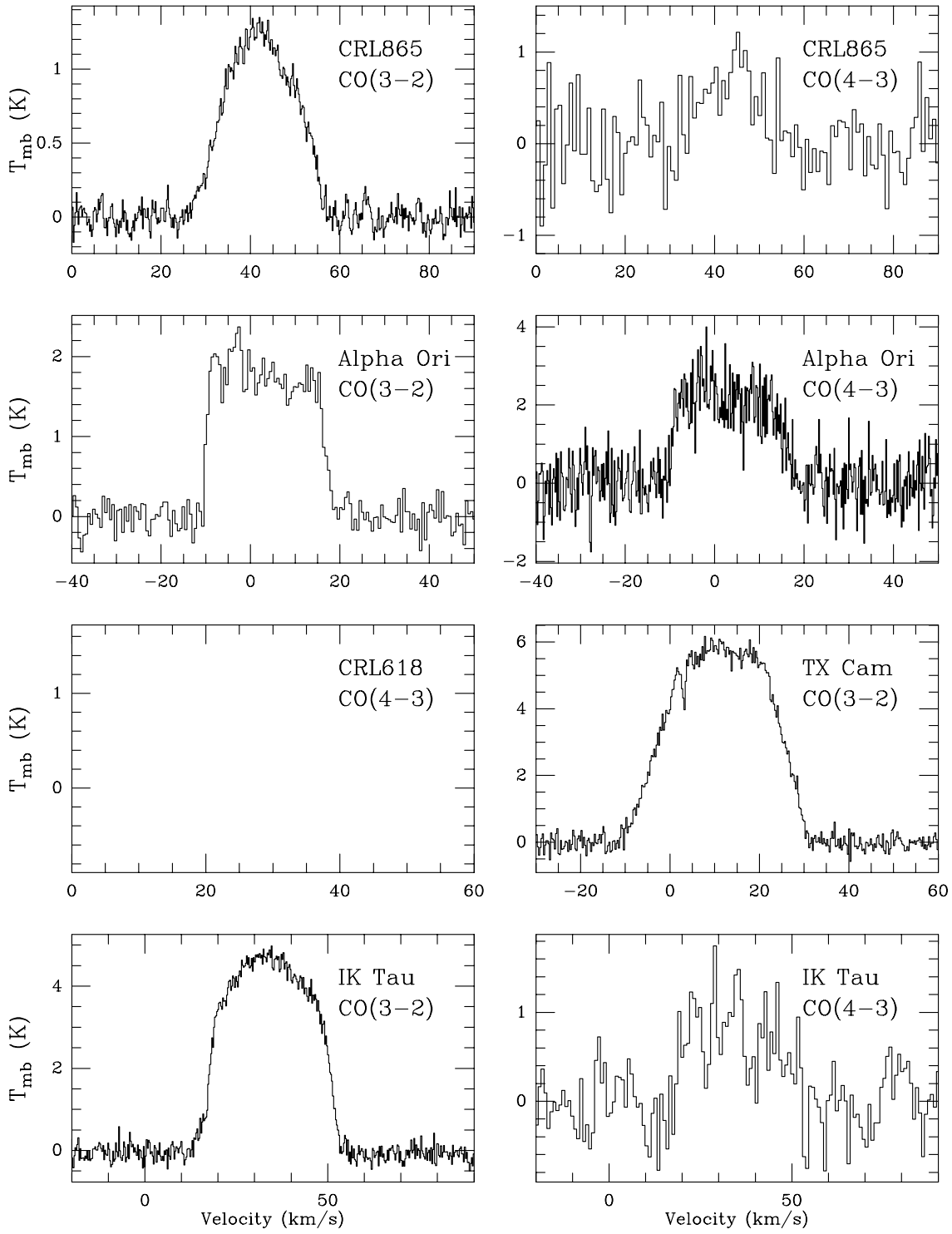


FIG. B.8 – Spectres collectés dans l’archive spectroscopique du JCMT. On a supposé des efficacités $\eta_b=0.63$ et $\eta_b=0.52$ à 346 et 461 GHz respectivement.

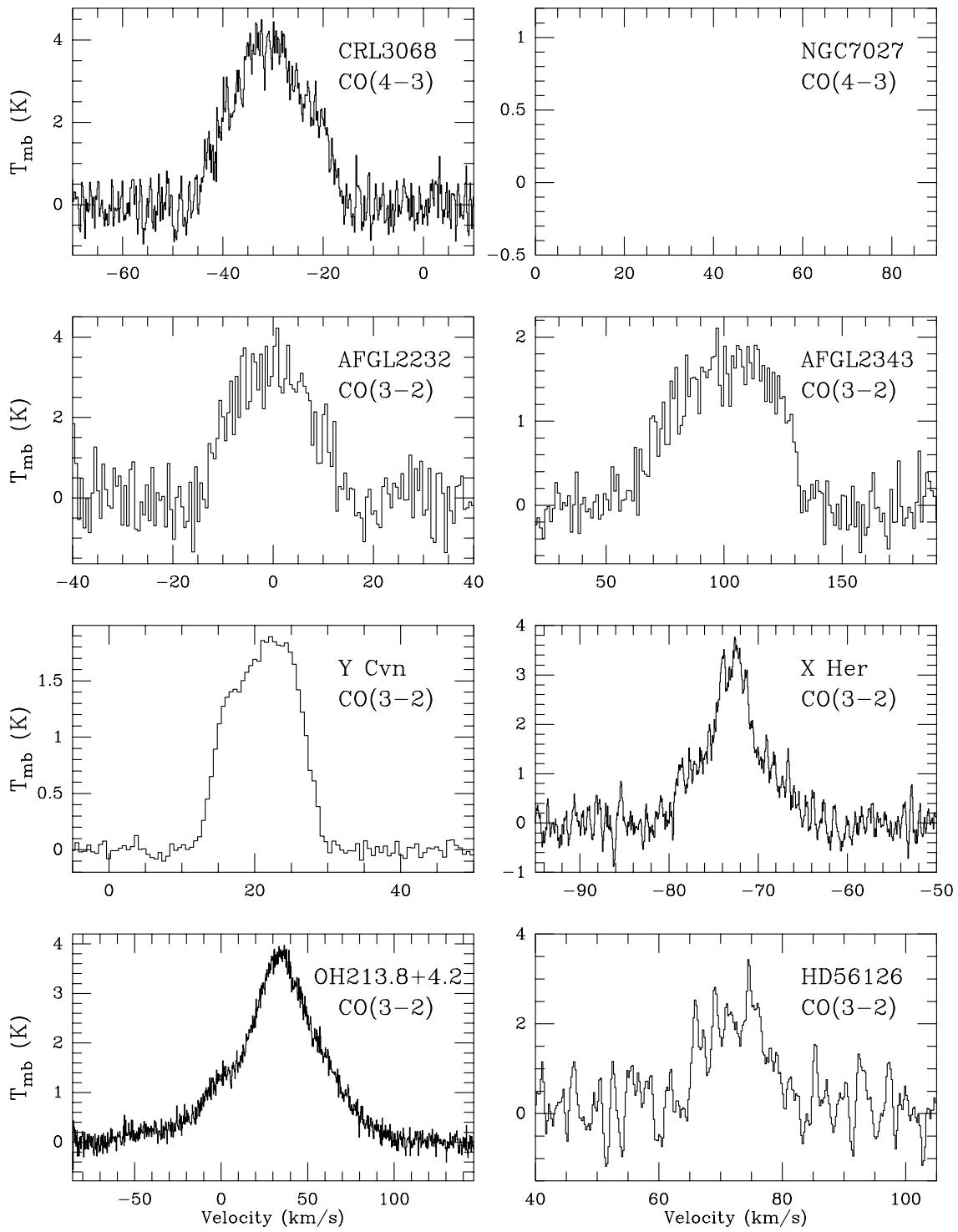


FIG. B.9 – *Similaire à la figure B.8.*

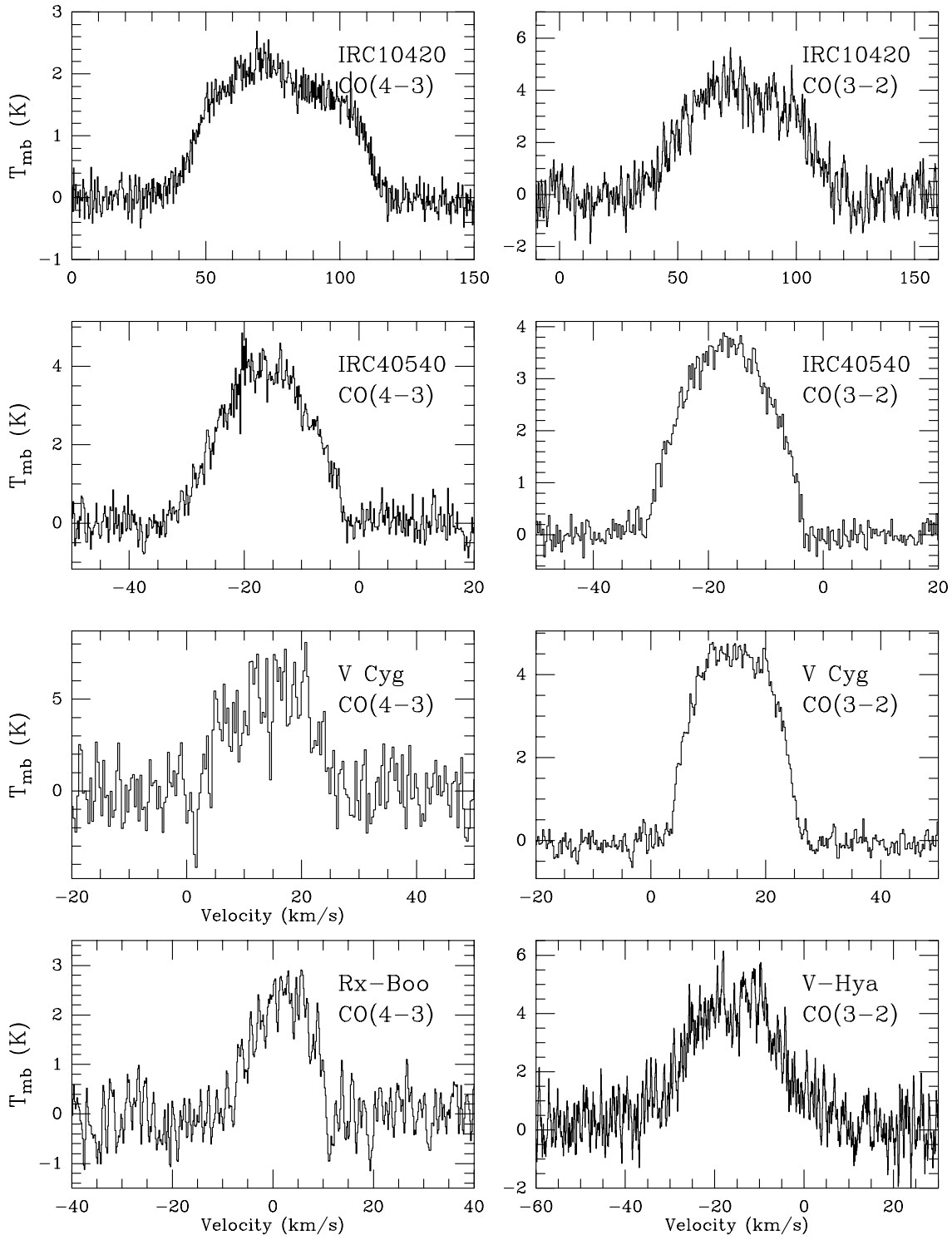


FIG. B.10 – *Similaire à la figure B.8.*

Annexe C

Étude de faisabilité d'une cellule d'absorption pour HIFI

Feasibility study for gas cell measurements with HIFI

D. Teyssier (LERMA), E. Dartois (IAS), M. Pérault (LERMA)
2001, July 19

LERMA/HIFI/AIV/2001-01

This report describes the preliminary study for a gas cell to be used during AIV/ILT for HIFI. Absorption cells were used to test e.g. SWAS and proved to be very useful tools to check detector characteristics. In particular they provide a very efficient way to measure the side-band ratio of a double side-band system. In this report we propose a preliminary design suitable for such measurements to be performed on HIFI. Our study concentrates on spectroscopic, optical, and manufacturing aspects of the cell implementation.

General context

HIFI (the Heterodyne Instrument for the Far-Infrared) is one of the three instruments to be launched on the Herschel Space Observatory (HSO) and will operate between 160 and 625 μm . The detectors used in this instrument are based on the heterodyne mixer technology (SIS and HEB) and have the particularity to work in Double Side-Band mode (DSB). Each of these side-bands will contribute to the final spectra with a given gain, which may be strongly frequency-dependent along the mixer tuning range. Observational techniques exist to restore the signal detected in each of the bands but they cannot provide estimates of the side-band ratio (ratio between the gains of the two respective bands) to the accuracy required for the HIFI calibration. In the framework of the AIV/ILT (Assembly, Integration and Verification / Instrument Level Tests), dedicated measurements need to be performed on the HIFI development and qualification models.

Several options can be considered to measure the side-band ratio. One common practice consists in using absorption cells filled with adequate gases for the frequency range of interest. This system proved to be very efficient during the SWAS test phase and allowed to check several detector characteristics (e.g. side-band ratio, mixer compression). It has the additional advantage to provide simulation of astrophysical spectra to the integrated instrument and to test many of the observing modes and reduction schemes. In particular it should help to validate dedicated algorithms to deconvolve the signal between the two side-bands. Alternative systems exist, mostly based on Fabry-Perot or Fourier-Transform spectrometers. They have the advantage to provide as many frequency measurement points as required (monochromatic signals), but are more expensive, hard to calibrate and significantly complex and time-consuming to design.

What have we learnt from SWAS?

Some design inputs can be found in a report by R. Schieder on gas cell measurements for SWAS tests (SWAS/TM-4027, 1993). The cell should be sufficiently long (30-100 cm) and filled of a gas which provides saturated lines. The pressure should be relatively low (undefined but typically a few mbar) but higher pressures might help to saturate lines with blended structures. The measurement are performed against hot and cold loads which look

through empty and filled cells for calibration purpose. Glass cells seem more suitable than metal cells because molecules are expected to stick more in the later case. The cell window, preferably made of polyethylene, shall be tilted to reduce standing waves. The atmosphere contamination significantly affects the measurements. Vacuum is not mandatory but dry air conditions would be required. Such measurements provided estimates of the side-band ratios to a $\sim 5\%$ accuracy level.

Theoretical elements

Side-band ratio determination

In the following we use the approach presented in the report by R. Schieder. In a given LO (Local Oscillator) and mixer bias-setting, the side-band ratio measurement is based on the comparison of two signals taken successively through a filled and an empty cell. The measurements are performed against hot and cold loads, and the differential signal, if done fast enough, should be free from system noise contribution. The frequency range is chosen such that an absorption line affects only one of the side-bands and can be compared to the absolute continuum level. The following equations illustrate the basics for the ratio derivation and allow to assess the accuracy of a measurement.

We assume that an absorption line (of opacity τ) is seen in the lower side-band, while the spectra in the upper side-band is not affected by any spectral feature. The differential measurements are then:

$$S_1 = G_u (J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}) + G_l (J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}) e^{-\tau}$$

and

$$S_2 = G_u (J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}}) + G_l (J_{\text{hot}} - J_{\text{cold}})$$

where S_1 is performed through the filled cell and S_2 through an empty cell (or a cell-free path). G_u and G_l are the overall gains in the upper and lower side-band resp., including all transmission elements along the optical path. J_{hot} (resp. J_{cold}) stands for $J(T_{\text{hot}}, \nu)$ (resp. $J(T_{\text{cold}}, \nu)$), the effective Rayleigh-Jeans radiation temperature of a blackbody source of temperature T_{hot} at frequency ν . Using the measurements described above, the side-band ratio is finally given by:

$$R_G = \frac{G_l}{G_u} = \frac{1 - S_1/S_2}{S_1/S_2 - e^{-\tau}}$$

τ needs to be accurately known, unless the line is saturated ($\tau \rightarrow \infty$), in which case R_G simply writes $S_2/S_1 - 1$. Typically, a side-band ratio of unity would be observed for $S_1/S_2 = 0.5$ at the line peak position, i.e. an absorption line of half the continuum level in a normalized spectra.

Accuracy of the measurements

The measurement accuracy depends on the accuracy of the opacity knowledge (if lines are not saturated) and on the spectra rms noise. One can prove that a 1% uncertainty on the opacity is small enough to be neglected in the final measurement accuracy. This level can be reasonably reached for the selected species.

In order to reach a goal of 1% accuracy on R_G , the relative error on each individual spectrum has to be smaller than $2.5 \cdot 10^{-3}$. The temperature difference between hot and cold loads has thus a critical impact on the accuracy. Given the pressure conditions envisaged

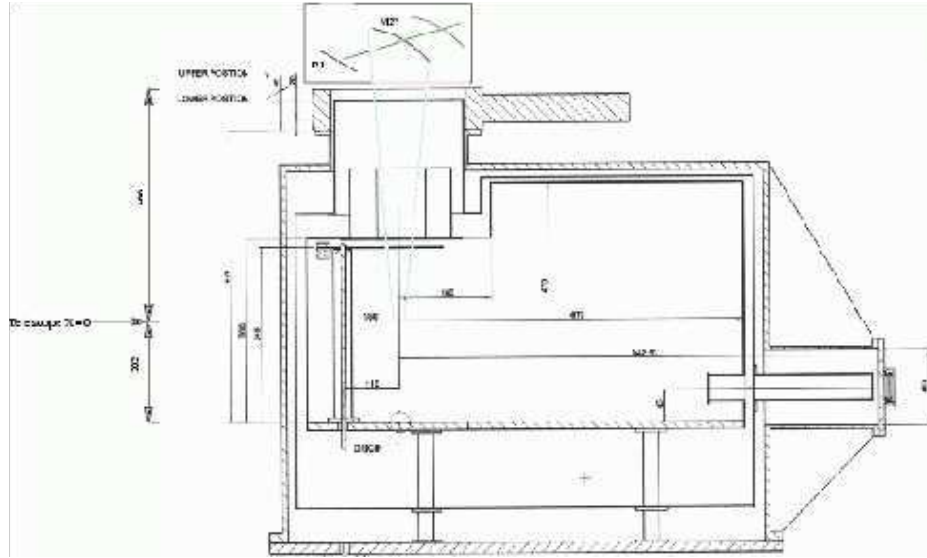


FIG. C.1 – Sketch showing the first box interface with the test cryostat hosting HIFI

here, expected line widths are of the order of 200 MHz, so that a 15 MHz spectral resolution is adequate. Using the radiometer formula, such a measurement requires 27 sec. (for each individual spectrum of the above Eqs.) with DSB system temperature of 1000 K and $T_{\text{hot}} = 320$ K, $T_{\text{cold}} = 300$ K. This reasonably short time shows that larger temperature differences (e.g. use of nitrogen load) are not mandatory. Relaxing the requirement on $\frac{\partial R_G}{R_G}$ to 3%, this time drops to 3 sec. per individual spectrum. Note that at lower frequencies this times will be about $100 \times$ smaller, so that in any case, integration times will remain negligible compared to unavoidable overhead times dedicated to the setup installation and adjustments (e.g. cell filling, emptying, detector tuning, etc). A full estimate of these overheads cannot be given yet, since it depends on the final measurement procedure. Note also that the longest integration times only concern the higher bands where fewer measurements will anyhow be possible (due to sparse spectra).

This error analysis however would be incomplete if uncertainties related to the baseline quality (e.g. standing waves) were not taken into account. This is addressed in the optical analysis presented in next section.

Spectroscopic choices

To define an appropriate cell for the calibration, we have to assess which are the best interface windows between the calibration gases and the rest of the setup, taking into account that we must also avoid or reduce possible standing waves in and outside the cell. Looking at the available transmitting windows in the FIR as shown in Fig C.2, we probably will have to choose between polyethylene, or a derivative of this material, and Teflon. While the first material has attractive performances above 1 THz, Teflon windows remain the best choice until 800 GHz. This choice is still an open issue. These materials should also suffer very little deformation due to vacuum in the cell.

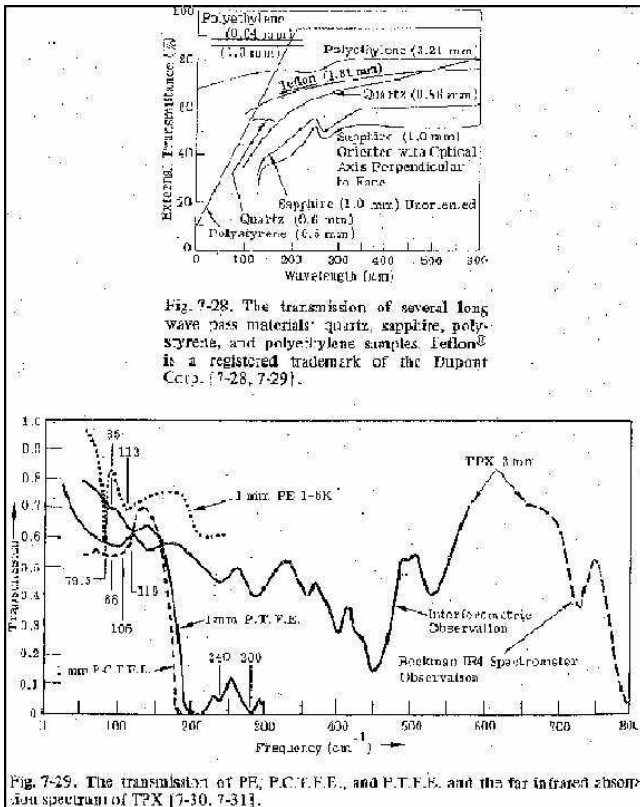


FIG. C.2 – Transmittances of several FIR materials. Adapted from *The infrared handbook*. The lower transmission curves allow the comparison of similar materials (e.g. TPX and PE) in the high frequency part of the HIFI bands.

Basic equation

The optical depth in a line for the gas residing in the cell is given by :

$$\tau(\sigma) = S \Phi(\sigma) n_{vol} dz$$

where σ is the wavenumber (cm^{-1} , $\sigma = \nu/c$), S is the intensity of the line considered, $\Phi(\sigma)$ the normalised profile on which this intensity is redistributed which depends on the physical conditions experienced by the gas, n_{vol} the number density of the gas and dz the length of the cell. Basically, if we are working with gas pressures ranging from the mbar to one atm, these profiles are generally dominated by the Lorentz profile which is the consequence of the pressure broadening. The previous equation can then be used to infer the optical depth at the centre of the line, which will constrain the requirements for the cell to obtain saturated lines:

$$\tau(\sigma) \simeq \frac{S}{\pi \gamma_L} n_{vol} dz$$

where γ_L , the pressure broadening is of the order of a few (2-5) MHz/Torr or a few (3-10) $10^{-2} \text{ cm}^{-1}/\text{atm}$. It is important to note that as the pressure enters both in n_{vol} and γ_L , the opacity at the line centre is to first order insensitive to the pressure. If the intensities S of the lines are expressed in $\text{nm}^2 \cdot \text{MHz}$ at 300 K, (see e.g. the JPL website), the approximate opacity at the line centre is given at 300 K by :

$$\tau_{center} \simeq (2 - 9) \times S(\text{nm}^2 \cdot \text{MHz}) \times dz(\text{cm})$$

With a cell whose length is comprised between 30 cm and 100 cm, obtaining an opacity of at least 1 at the line centre therefore requires line intensities of 10^{-2} to 10^{-3} in units of $\text{nm}^2 \cdot \text{MHz}$.

Calibration gases

Some possible gases for the calibration are summarised in table B.1 (in which the “?” will be completed later).

TAB. C.1 – *List of potential gas species*

Gas	Range(GHz) where $S > 10^{-3}$	Dangerous	Cell attack	Immediate Use
H ₂ O	380-2000	NO	NO	POSSIBLE
H ₂ ¹⁸ O	390-2000	NO	NO	POSSIBLE
HDO	464-2000	NO	NO	POSSIBLE
D ₂ O	316-2000	NO	NO	POSSIBLE
HCN	88-2000	HIGHLY	?	NO
DCN	72-2000	HIGHLY	?	NO
H ¹³ CN	86-2000	HIGHLY	?	NO
HC ¹⁵ N	86-2000	HIGHLY	?	NO
H ₂ CO	140-2000	?	?	Hard (sticky,polymerize)
HD ₂ CO	185-2000	?	?	Hard (sticky,polymerize)
H ₂ ¹³ CO	146-2000	?	?	Hard (sticky,polymerize)
H ₂ C ¹⁸ O	143-2000	?	?	Hard (sticky,polymerize)
CH ₃ CN	75-2000	TOXIC	?	POSSIBLE
H ₂ S	168-2000	?	?	Hard (sticky)
HDS	257-2000	?	?	Hard (sticky)
HF	123	HIGHLY	?	NO
DF	651-2000	HIGHLY	?	NO
H ³⁵ Cl	626-2000	?	?	VERY FEW LINES
H ³⁷ Cl	624-2000	?	?	VERY FEW LINES
D ³⁵ Cl	323-2000	?	?	VERY FEW LINES
D ³⁷ Cl	?	?	?	VERY FEW LINES
HBr	500-2000	?	?	VERY FEW LINES
DBr	?	?	?	VERY FEW LINES
CH ₃ F	?	?	?	LOW INTENSITIES
CH ₃ Cl	?	?	?	LOW INTENSITIES
CH ₃ Br	?	?	?	LOW INTENSITIES
N ₂ O	400-1000	?	NO	POSSIBLE
SO ₂	244-2000	?	?	POSSIBLE
OCS	170-885	?	?	POSSIBLE
NH ₃	572-1810		HIGH	ONLY IF NECESSARY
PH ₃	533-1865	HIGHLY		NO
AsH ₃	?	HIGHLY	?	NO
H ₂ O ₂	131-2000	YES if pure	HIGH	NO
CH ₃ OH	311-2000	NO	NO	POSSIBLE
CO	576-1956	HIGHLY	NO	POSSIBLE

In a first step we are considering the option of simple gases, with well known rotational constants, with enough lines to cover the bands every 5-20 GHz in order to determine curves for the sideband ratios through the entire system. These “simple” molecules (linear) present the advantage that their spectra can be accurately modelled and compared with the measurements. Below 1 THz, N₂O (a line every 25 GHz) and OCS (a line every 12 GHz) seems rather good candidates. Above 1 THz, CO and its three first isotopes are of interest.

An important byproduct of these measurements is obtained when using more complex molecules (symmetric and asymmetric top), possessing much more transitions in order to cover specific bands which will be of particular interest during the HIFI observations in space, to fully characterise these bands. Among these molecules are CH₃CN, H₂O and/or its isotopes, and CH₃OH. Symmetric top molecules can also be used to verify the variation of the side-band ratio along a given subband when the lines are not saturated (comparison of closeby components of the hyperfine structures).

Modelled spectra

Examples are given below of transmittance spectra expected for several molecules in the range where they are useful as calibrators. The spectra were calculated using the HITRAN database (<http://www.hitran.com>) and a Van Vleck - Weisskopf profile (almost Lorentzian profile).

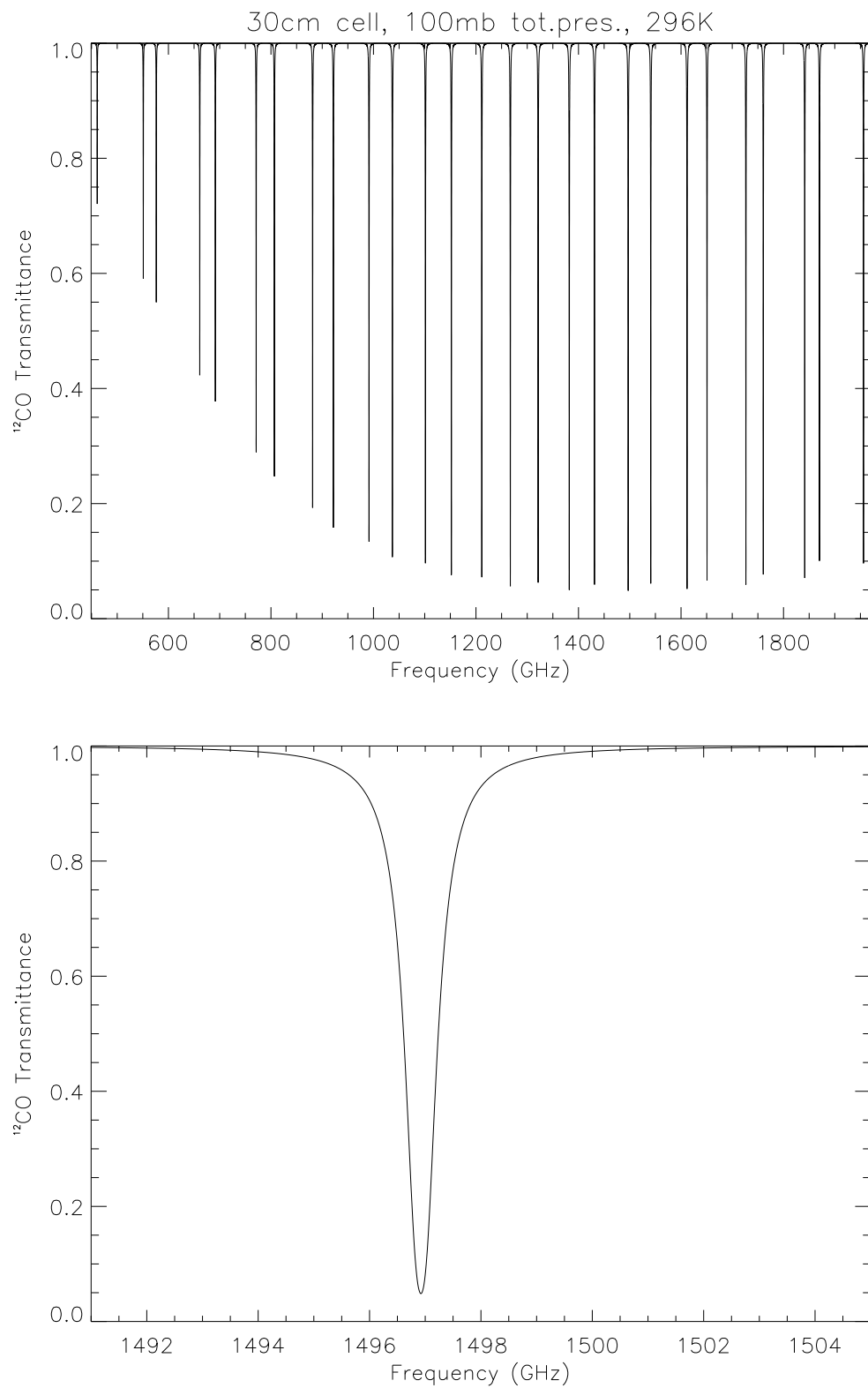


FIG. C.3 – *Top: CO and ^{13}CO transmission curve, with 50 mb partial pressure each. Bottom: Zoom on the profile of the $J = 12 \rightarrow 13$ transition of CO.*

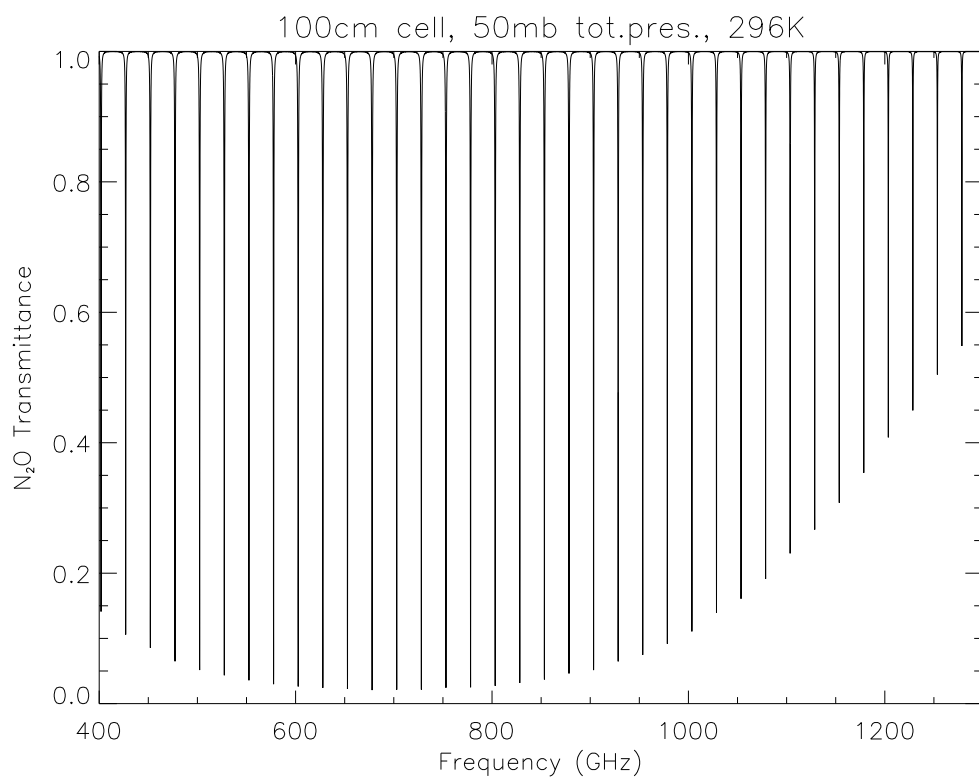
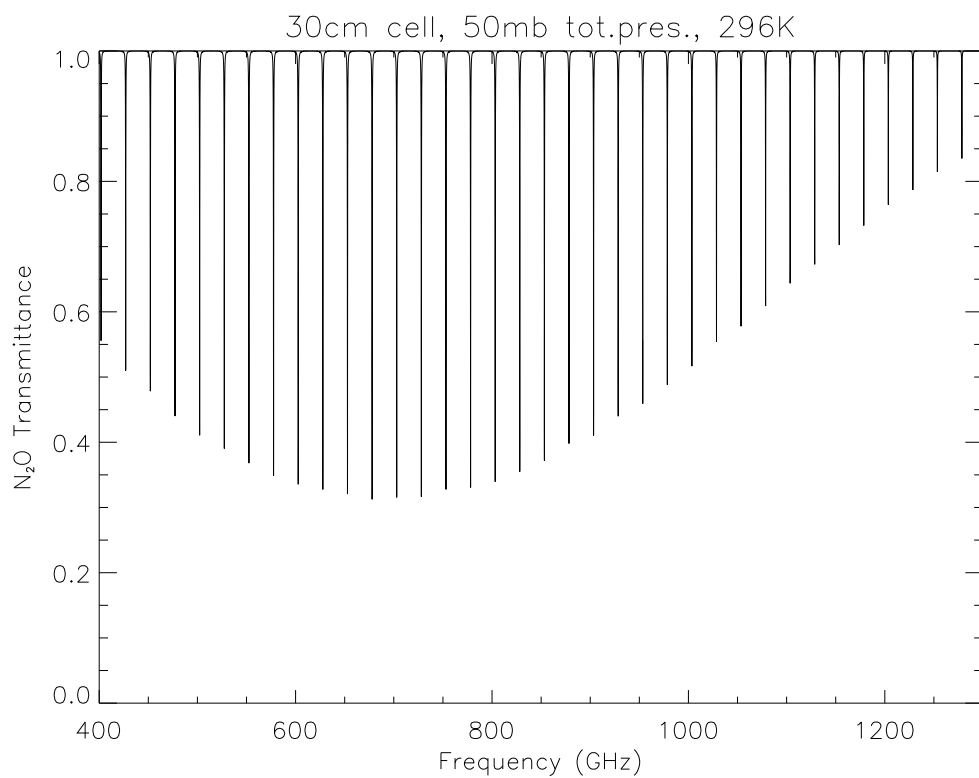


FIG. C.4 – N_2O transmission curves for two cell length: 30 cm and 100 cm, keeping the pressure equal to 50 mb.

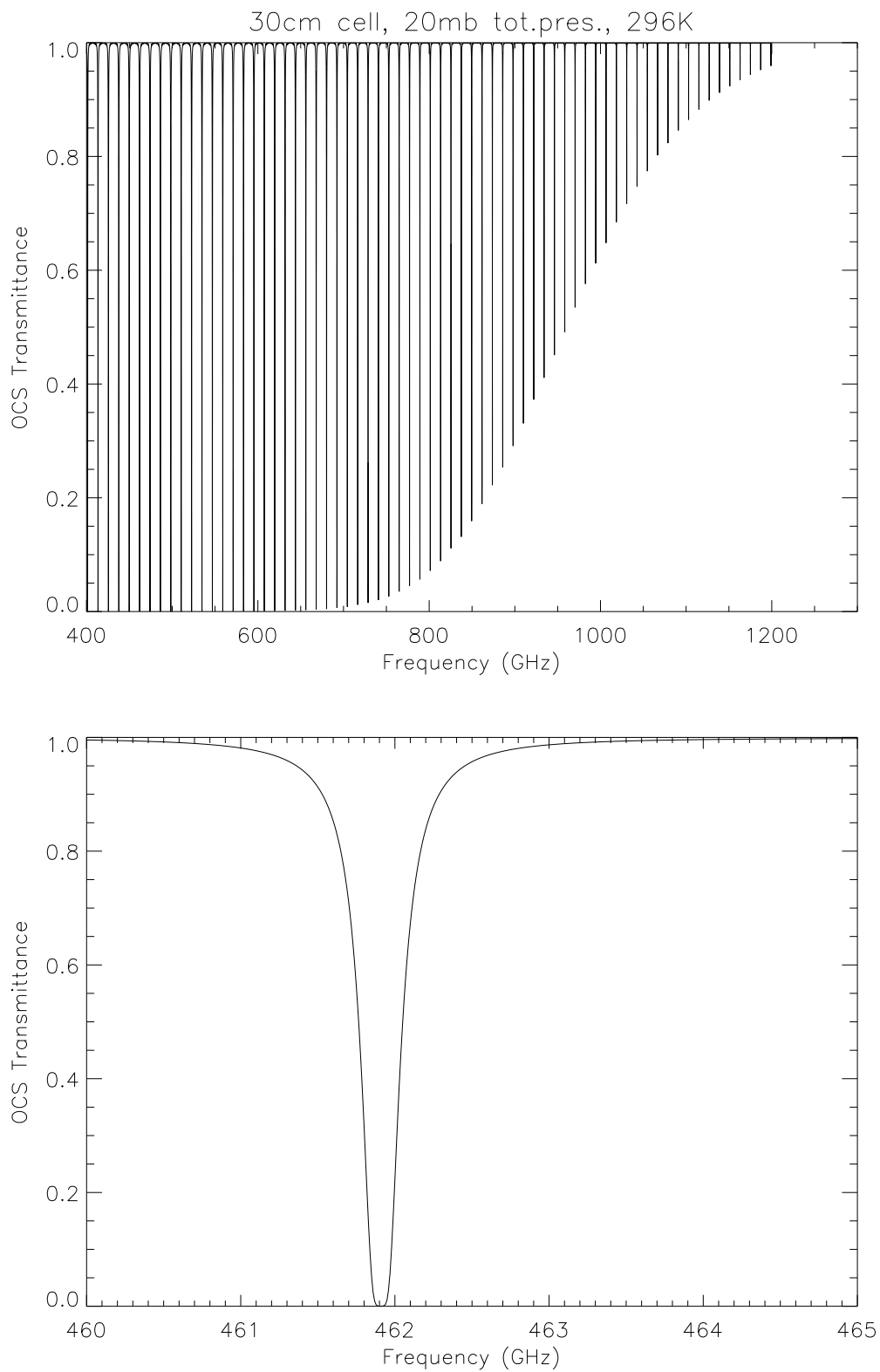


FIG. C.5 – Top: OCS transmission curve, with 20 mb total pressure each. Bottom: Zoom on the profile of the $J = 37 \rightarrow 38$ transition of OCS.

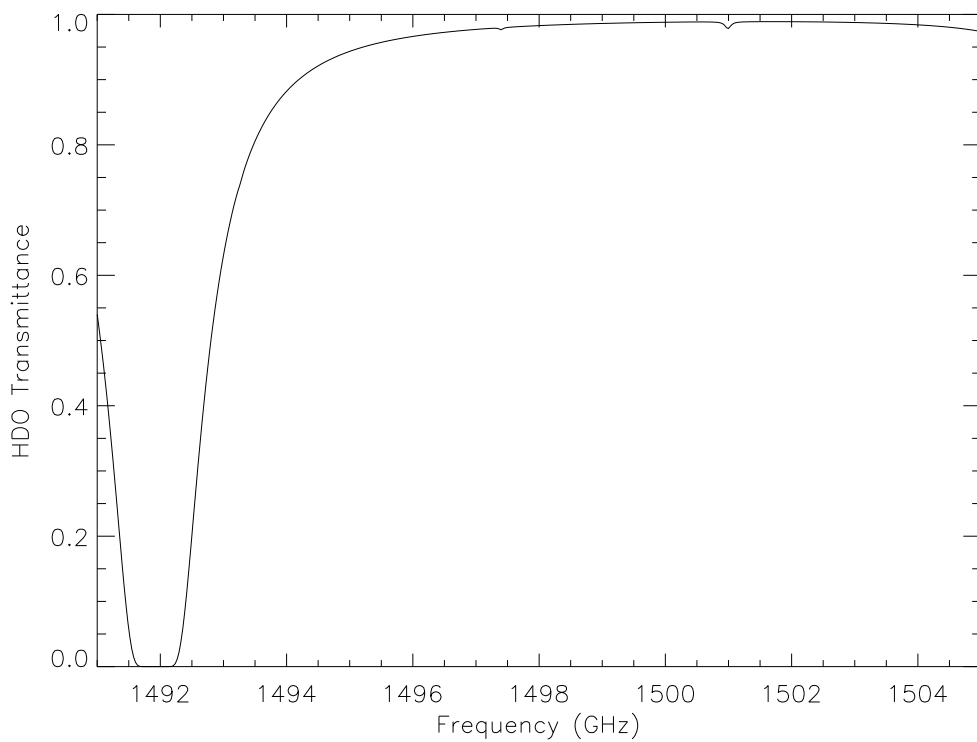
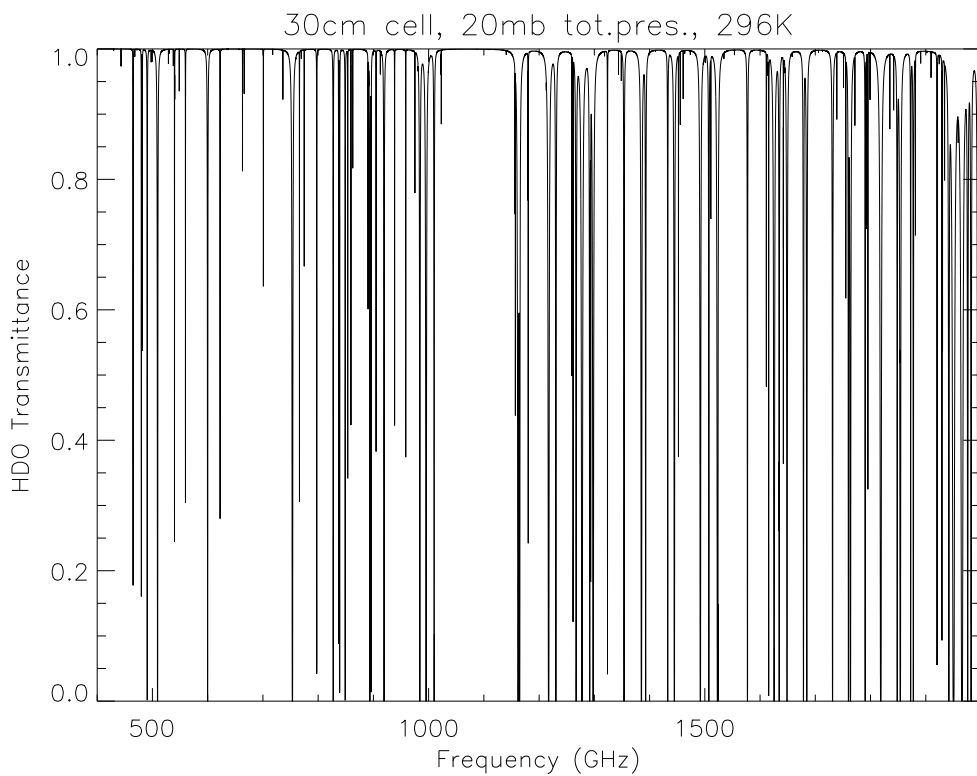


FIG. C.6 – *Top: HDO transmission curve, with 20 mb total pressure as an example of an asymmetric top molecule. Bottom: Zoom on a saturated portion of the curve to show the transition wing absorption.*

Optical setup

General assumptions

In the following parts, we will consider the optical setup described in Fig. C.7 and C.8 as our baseline. One major difference with the setup used for SWAS lies in that we have decided to re-image the focal plane in order to fulfil the $4w$ criterion for the beam waists on any optical elements, especially the gas cell. This refinement of the system is believed to provide good baselines over the wider range implied in the HIFI tests and a better absolute calibration (Goldsmith, priv. comm.). One other difference lies in the approach envisaged to ensure that the measurements are performed in a sufficiently water-clean atmosphere. While SWAS was tested under a tent, we prefer here a system where the path to be dried is restricted to boxes connected as illustrated in Fig. C.7 and C.8. This approach should allow an easier (and less remote) intervention on the system (actions on valve, etc.) which is preferred given the measurement procedure currently foreseen (see section C). We identify 7 mirrors:

- 1 re-imaging mirror M2'
- 6 plane mirrors P1, P2, P2', P3, P3', P4

The other initial assumptions are (all figures are given for band 1 to 6):

- the re-imaging mirror is located at 600 mm above the HIFI focal plane (M3). We call this distance d_{in} .
- at this distance from M3, the horizontal offsets between beams of different bands are (0 offset is band 6a): 65, 43, 27, 18, 9, 0 and -11 mm
- beam axes make an angle w.r.t. vertical (direction to the secondary M2): -1.8, -1.2, -0.8, -0.5, -0.3, 0.0, 0.3 deg (negative clockwise).
- the beam waists ($1w$) on M3 are: 3.9, 2.9, 2.3, 1.9, 1.7, 1.3 and 1 mm using the following wavelengths: 625, 469, 375, 313, 268, 213 and 158 μm

Setup

The setup makes use of three boxes:

- one “imaging box” housing M2' and P1
- one “cell box” housing all the other plane mirrors and the absorption cell.
- one “load box” housing the black bodies (hereafter BB's) and mirror P4

In each setup case we describe the main parameters of the Gaussian beams:

- beam magnification (\mathcal{M})
- distance of the output beam waists from M2' (d_{out})
- focal distance of the re-imaging mirror (f)
- expected waists ($4w$) at cell and BB entries.

Recipes

The dimensioning iteration steps are:

- the input distance (d_{in}) is fixed by the closest distance at the cryostat output. The exact interface with the cryostat flange is still to be assessed.
- the input waists $w_{0,1}$ on M3 are fixed by the system (horns). This also gives the input confocal distances $z_{c,1} = \frac{\pi w_{0,1}^2}{\lambda}$

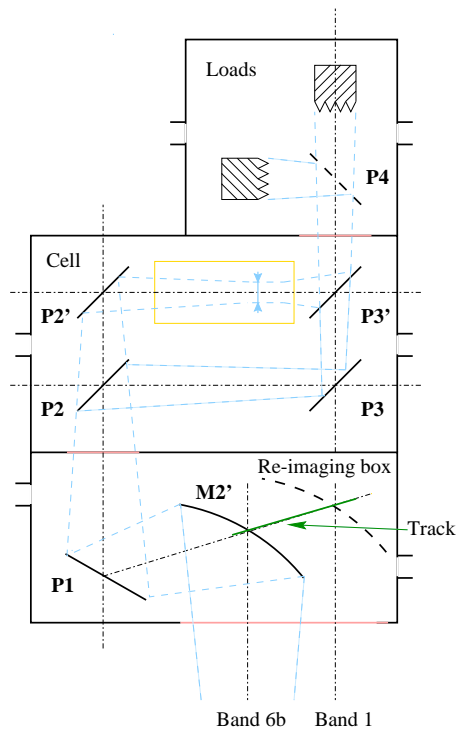


FIG. C.7 – Sketch for setup 1 (short cell)

- one then has to choose a focal distance for $M2'$, that has to be within the range $[d_{in}/2, d_{in}[$. The lower limit is arbitrary but shorter focal distances locate the output waist too close from the re-imaging mirror. The upper limit is fixed to avoid negative output distances.
- once f is chosen, all other parameters are constrained (Goldsmith 98, see Fig. C.9 for trends):

$$\begin{aligned}
 - \mathcal{M} &= 1/\sqrt{\left(\frac{d_{in}}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{z_{c,1}}{f}\right)^2} \\
 - w_{0,2} &= \mathcal{M} w_{0,1} \\
 - z_{c,2} &= \mathcal{M}^2 z_{c,1} \\
 - \frac{d_{out}}{f} - 1 &= \mathcal{M}^2 \left(\frac{d_{in}}{f} - 1\right)
 \end{aligned}$$

Setup choices

For any of the cell lengths, typical dimensions and mirror positions can be inferred. As a first approach one can consider that all optical elements are in a compact configuration where the optical paths are only limited by the mirror sizes.

Assuming that the 3 first mirrors have the size of the beam as it reaches $M2'$ ($4 w \sim 120$ mm), and that the 3 last mirrors have the size of the maximum input diameter of the BB's (assumed to be 50 mm, TBC), an incident angle on $M2'$ of 45 deg. gives a minimum path of 300 mm from $M2'$ to the cell entry (origin taken for band 6a) and of order 150 mm from the cell output to the BB's. According to the cell length, Fig. C.10 gives an idea of which optical setup to choose. In any case one should avoid to locate the sources at the

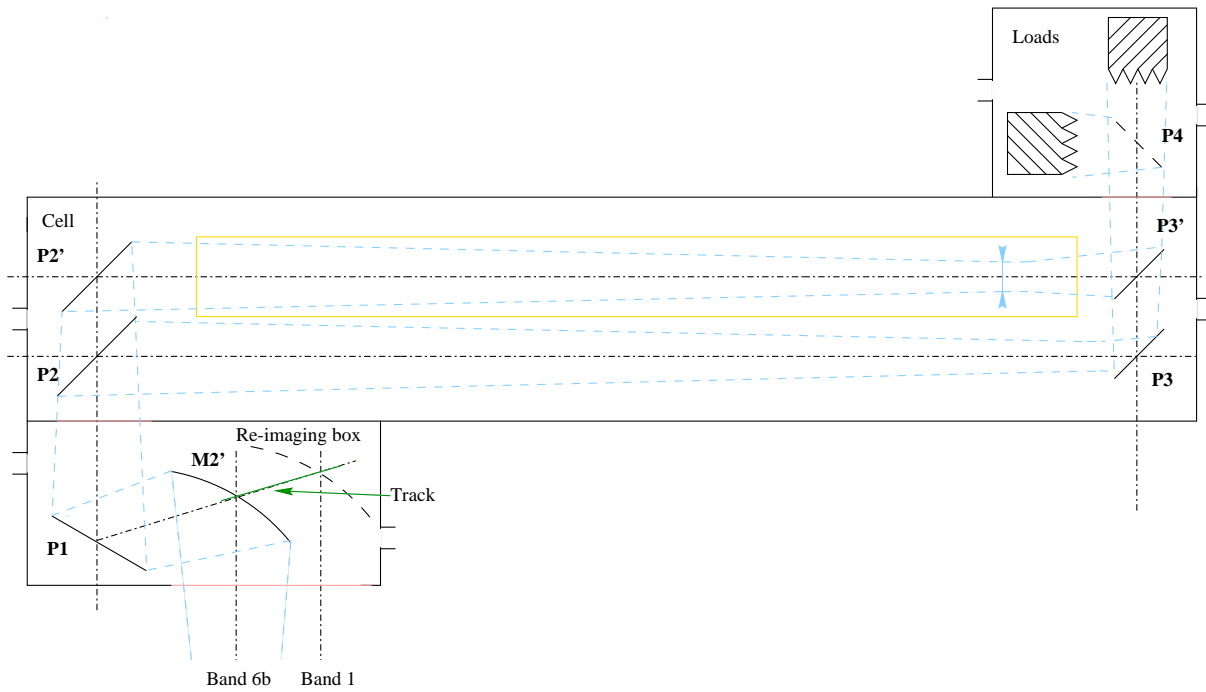


FIG. C.8 – Sketch for setup 2 (long cell)

focal plane image to reduce standing waves.

- short cell: a cell of 200 mm gives a total path of about 650 mm. The best situation is obtained for $f = 300$ mm ($d_{in}/2$), which gives an almost unit magnification (varying very little with the wavelength). In that case, $d_{in} = d_{out}$ and one can envisage to feed the cell (resp. the BB) with waists ($4w$) of 55-45 mm (resp. 25-35 mm)
- intermediate cell: a cell of 500 mm gives a total path of about 950 mm. The best situation is obtained for $f = 400$ mm, which gives a magnification of order 2. In that case, one can envisage to feed the cell (resp. the BB) with waists ($4w$) of 65-55 mm (resp. 30-40 mm)
- long cell: a cell of 1000 mm gives a total path of about 1450 mm. The best situation is obtained for $f \sim 450$ mm (should not be above), which gives a magnification of order 3. In that case, one can envisage to feed the cell (resp. the BB) with waists ($4w$) of 80-70 mm (resp. 45-50 mm). In that setup, the waist ($4w$) at $625 \mu\text{m}$ cannot be below 40 mm.

Re-imaging mirror design

We describe here some theoretical design elements for an ellipsoidal re-imaging mirror as is exposed in Goldsmith 1998. The optimum operation of an ellipsoidal focussing element is for a section of an ellipse with distance to foci R_1 and R_2 operating on a beam with an input beam having radius of curvature $R_{in} = R_1$ and an output beam having radius of curvature $R_{out} = R_2$, where R_{in} and R_{out} are given according to the input and output distances by:

$$R_{in} = d_{in} + \frac{z_{c,1}^2}{d_{in}} \quad \text{and} \quad R_{out} = d_{out} + \frac{z_{c,2}^2}{d_{out}}$$

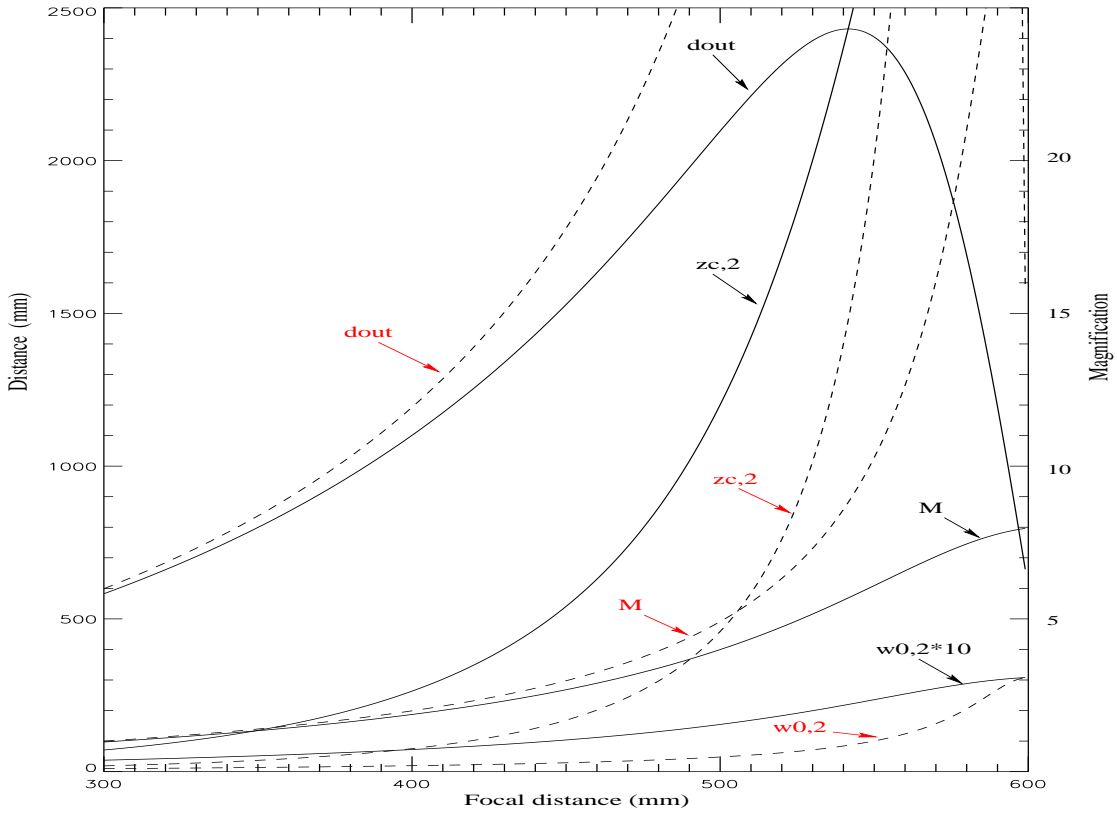


FIG. C.9 – d_{out} , output confocal distance ($z_{c,2}$), magnification and output waist ($1w$) for bands 1 (full lines) and 6b (dashed lines), as a function of the focal distance of $M2'$.

Using Goldsmith 1998, the distances to the foci R_1 and R_2 are related to the focal distance through:

$$f = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

Both R_{out} and R_2 are entirely defined by the choices on d_{in} and f . Fortunately enough one can prove that $R_{out} \equiv R_2$ for any f , allowing to design an ellipsoidal mirror suitable for any focal distance choice. Once R_1 and R_2 are chosen, the incidence angle completely define the ellipsoidal section to be used (as illustrated on Fig. C.11), according to the following recipes:

- $a = (R_1 + R_2)/2$
- $e = \sqrt{R_1^2 + R_2^2 - 2 R_1 R_2 \cos(2\theta_i)}/(R_1 + R_2)$
- $b = a\sqrt{1 - e^2}$ and $A_0 = 2 a e$
- $\theta_p = \pi - \cos^{-1}\left(\frac{R_1^2 + A_0^2 - R_2^2}{2 R_1 A_0}\right)$ and $\psi = \theta_p - \theta_i$

Optical losses

There are several types of losses to account for in the optical setup. We here consider Gaussian beam distortion in (i) amplitude and (ii) phase, (iii) polarization alteration of the beam, (vi) surface accuracy, (v) (metallic) mirror ohmic losses, and (vi) alignment

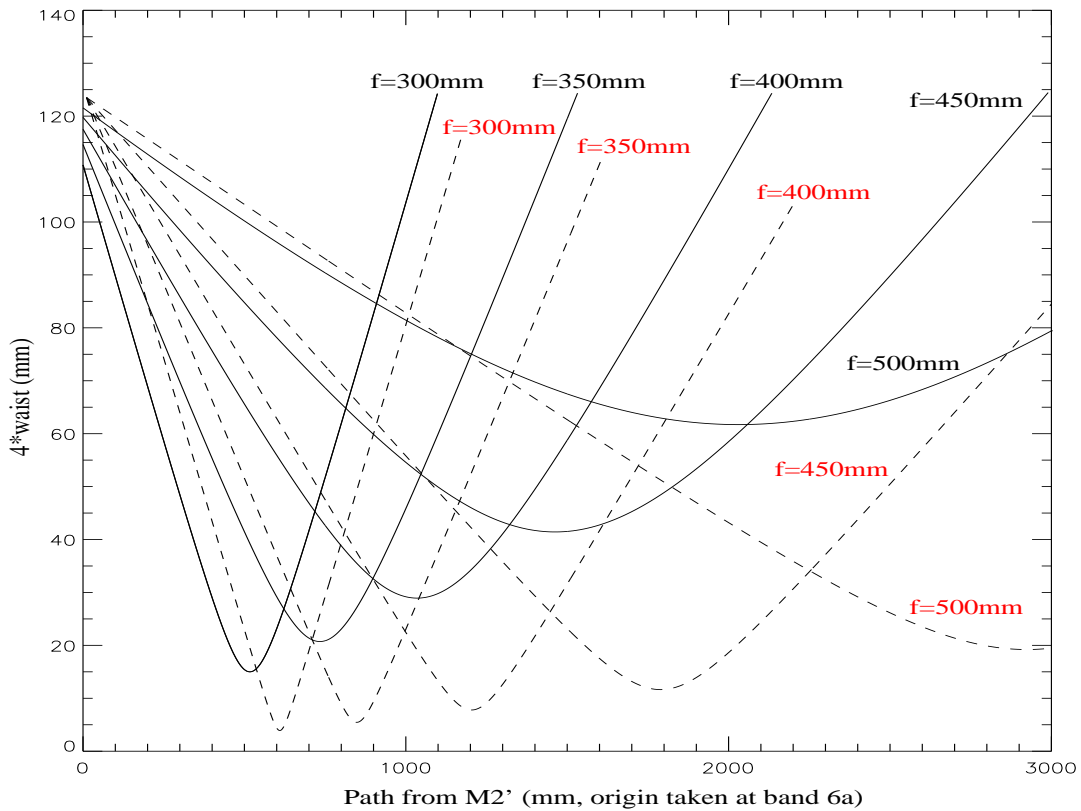


FIG. C.10 – Output waist ($4w$) vs distance from $M2'$ (taken at 0 for band 6a), for different mirror focal distances, and for bands 1 (full lines) and 6b (dashed lines)

concerns. For each contribution one only gives typical figures and consequent performance specifications. Table 1 gives the overall loss budget according to this analysis.

- *Amplitude distortion*: assuming that no phase error occur across the surface of the reflector, the fraction power of the reflected beam (in the fundamental Gaussian beam mode) is given by

$$K_f = 1 - \left(\frac{D}{f}\right)^2 \frac{\tan \theta_i}{128}$$

where D is the mirror diameter (assuming a $4w$ criterion), yielding $K_f = 0.998$ in the “worst” envisaged cases here ($f = 300$ mm, $\theta_i = 45^\circ$). Note that these losses does not apply to flat mirrors ($f = \infty$).

- *Phase distortion*: Since the ellipsoidal parameter will only fit to one particular frequency (the so-called “center-frequency”), there will be some aberrations of the wavefront due phase center motions at frequencies others than the design center-frequency. Although d_{out} may change significantly with the wavelength as f increases (as illustrated on Fig. C.9), one can also prove that R_{out} will increase by only few cm when going from band 1 to band 6. This tends to show that relying on a single design (optimized for one wavelength TBD) for all bands will not affect too much the performances on the whole frequency range. To estimate the losses due to this

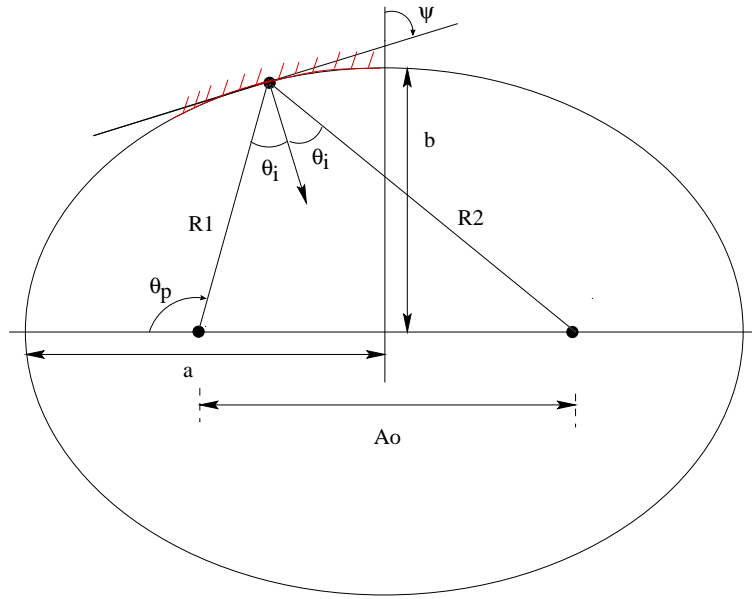


FIG. C.11 – *Reproduction from Goldsmith 1998 of the geometry of the ellipsoidal reflector. The red truncated section represents an example ellipsoidal mirror.*

unavoidable mismatch, we use the formula described by Withington et al. (1992):

$$L = \left[\frac{\pi w_m^3 \tan \theta_i}{\lambda} \left(\left(\frac{1}{R_{in,m}^2} - \frac{1}{R_{in}^2} \right) + \left(\frac{1}{R_{out,m}^2} - \frac{1}{R_{out}^2} \right) \right) \right]^2$$

where R_{in} and R_{out} are the input and output radii of curvature, θ_i is the incidence angle, w the beam waist on the focussing element, and the m label refers to the central-frequency parameters. Fig. C.12 shows the behaviour of these losses with frequency and focal distance of the mirror. It shows that the losses are minimized for and symmetric w.r.t. a center-frequency around 1 THz. This plot shows that such aberration losses can be neglected. It also suggests that this concern may not serve as prime criterion to choose a mirror center-frequency.

- *Cross-polarization*: the fraction power of the incident beam which is reflected in the co-polarized component is given by

$$K_{co} = 1 - \left(\frac{D}{f} \right)^2 \frac{\tan \theta_i}{64}$$

which yields $K_{co} = 0.997$ in the same case as above. Again these losses do not affect flat mirrors.

- *Surface accuracy*: one can prove that the allowable overall phase errors in a quasi-optical focussing element are of the same order as those consistent with reasonable antenna gains. However, Goldsmith (1998) recommends to design each focussing element with a peak surface deviation ϵ_{rms} less than $\lambda/100$. Using the standard Ruze expression (Ruze 1966) for the normalized gain:

$$G = 1 - \left(\frac{4\pi\epsilon_{rms}}{\lambda} \right)^2$$

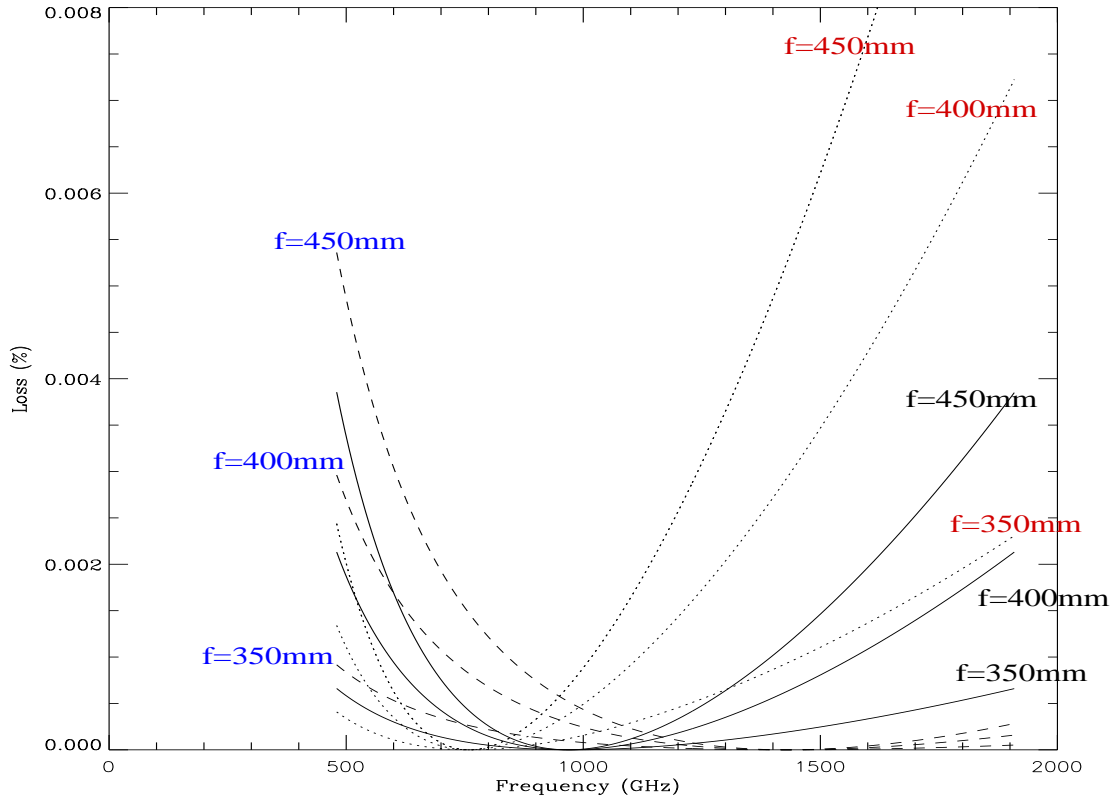


FIG. C.12 – Losses due to phase center shift along the frequency range of HIFI. Losses are calculated for three values of the $M2'$ mirror focal distance, and for three “central” frequency (the frequency for which the ellipsoidal shape is optimized): 760 GHz (dot and red labels), 970 GHz (full and black labels) and 1410 GHz (dashed and blue labels).

this yields $G = 0.985$, and thus $G_{tot} \sim 0.9$ for a 7 elements system, assuming that each optical element can be manufactured with a surface accuracy of order $2 \mu\text{m}$ rms ($\lambda \sim 200 \mu\text{m}$). Whether this is achievable or not for mirrors of 100-130 mm diameter and at a reasonable price is still TBC.

- *Ohmic losses*: these losses should not be a big concern if one uses good metallic conductors as quasioptical elements (resistivity around $2 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$). At incidence angles below 80° , the reflectivity should be very close to 1 and the phase error of a fraction of degree.

Measurement procedure

We present here the current plans for the measurement strategy to be followed during the tests. The final choices will obviously depend on the total time available in the overall AIV measurement planning. One major open question is the number of measurement points required to accurately characterise the side-band ratio of the HIFI mixers. If one uses the species presented in section C, it is likely that this number will be driven by the test time available rather than by the number of lines one could actually use. If few

Efficiency after:	Frequency (GHz)						
	480	640	800	960	1120	1410	1910
Amplitude distorsion	0.999	0.999	0.999	0.999	0.999	0.999	0.999
Phase distorsion	1 (<i>losses neglected</i>)						
Polarization distorsion	0.997	0.997	0.997	0.997	0.997	0.997	0.997
Surface accuracy losses	0.980	0.965	0.946	0.923	0.896	0.839	0.719
Ohmic losses	0.997	0.996	0.996	0.995	0.995	0.994	0.993
Alignment losses	?	?	?	?	?	?	?
Total	0.973	0.958	0.938	0.915	0.888	0.831	0.711

TAB. C.2 – *Summary of loss contributions to the optical system given as an efficiency. We assume an incidence angle of 45° , a focal distance of 300 mm (short cell) and cascade the losses on the 7 mirrors considered in the baseline setup. We assume surface accuracy of $2\ \mu\text{m}$ on the 6 flat mirrors and $5\ \mu\text{m}$ on the ellipsoidal element. We consider aluminium mirrors of resistivity $\rho = 5 \times 10^{-8}\ \Omega\ \text{m}$.*

measurements are possible one may want to select them in the less water-contaminated frequency windows, as given in Fig. C.13.

At frequencies below 800 GHz (and using a maybe longer cell), OCS seems particularly suitable and provides lines every 12 GHz which, in the case of HIFI, gives the nice situation that absorption can be obtained simultaneously in both side-bands. This kind of measurement is only valuable if the pressure is such that line wings do not prevent us from measuring the 0-level continuum required to assess the gains (see section C). Above 800 GHz it is harder to find suitable species. CO may be used by on a limited number of lines. In any cases one should be aware that isotopomers may form inside the cell, hence modifying the expected absorption. R. Schieder called our attention to the fact that Fabry-Perot resonators would allow to synthesize lines at any frequencies. There is however very little experience of such devices for this purpose and we do not consider this possibility here.

We shall use one cell per species in order to reduce as much as possible any gas contamination. The gas sample may be dimensioned so that its overall concentration in the test room does not result as toxic. The box pressure could be chosen slightly above the lab. pressure so that no unwanted flow can arise from the outside towards the box interior. The cell shall be covered by one or more plastic layers (as on car wind-screens) reducing the danger in case of explosion. Security glasses may be prescribed also.

We plan to conduct the measurements in two phases: in a first sequence the filled cell is measured against “hot” and “cold” loads modulated with a sufficiently fast chopping. The same measurement is then performed along the “OFF-cell” path. In a second phase, the same sequence is done using the empty cell. This procedure will hopefully allow an efficient calibration of the signal contribution arising from the system (windows, mirrors, etc.) without gas. The use of the same configuration with a cell successively filled and emptied is the only way to ensure that the so-called “ON” and “OFF” measurements (as introduced in section C) are accurately comparable. One major issue here is to design a system allowing fast emptying of the cell. One technique often used consists in trapping the gas inside a cold finger. In our setup, this option has two major drawbacks: first, at the high pressures envisaged here, the trapping may be very slow. Second, in a closed system as the one envisaged so far, such a technique would imply remote actuating of e.g. nitrogen baths and heating device to fill the cell back. We prefer to the use of a dedicated pump interfaced with the box (design TBD).

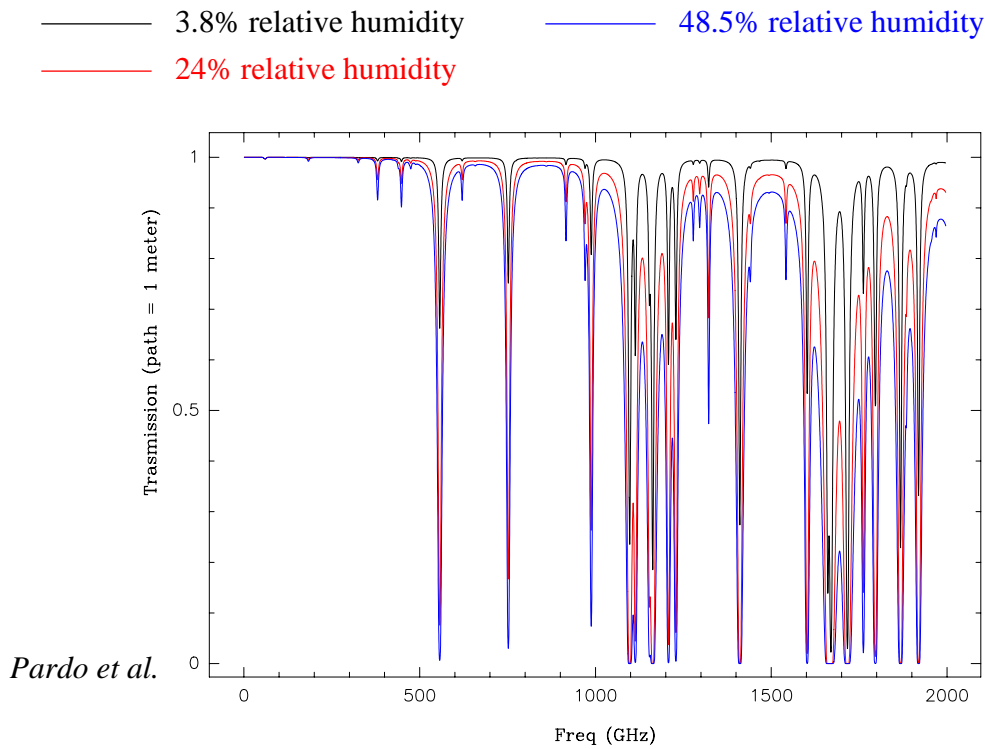


FIG. C.13 – *Water vapour transmittance on a 1 m path for different relative humidity. Courtesy of Juan Pardo.*

In a near future a detailed measurement plan shall be designed. It should include not only the measurement times in themselves (as derived from accuracy consideration) but also all installation and pumping phases. It is already anticipated that few measurement points will be possible so that absolute priorities (critical bands, most efficient frequency windows,..) need to be identified early.

System manufacturing

The main pending technical choices to be assessed are:

- design of vacuum distillation system: a most efficient distillation may be achieved with all box communicating, i.e. no wall interface between boxes. Any grease should be avoided because of contamination purpose. There is experience of this type of system at IAS. The power dimensioning of the pump is still TBD. The interface between the first box and the cryostat is expected to be a window provided by the cryostat flange. This interface volume shall also be cleaned from water vapour.
- design of movable mirrors: a translation stage for mirror M2' should be designed in order to align the re-imaging system with the considered beam. This translation should be combined to an adequate rotation to correct for the angle between the different beams (1 deg. rotation offset translate into a 2 cm offset after 1 m path). Mirrors P2 and P3' should be movable with a system TBD (chopper, translation stage?). Mirror M4 may be a chopper to allow fast shift (TBD Hz) between the loads. The alignment specifications are still to be assessed.

- there is a possibility that one could use existing cells from the KOSMA spectroscopy lab. (as proposed by F. Lewen). Cells between 30 cm and 1 m long and 5 to 10 cm diameter are available. In any case, the average cost for one such cell is 500 €. KOSMA could also provide suitable windows (also existing) and the corresponding fixation system (O-rings).
- the fixation system of the cell is still to be assessed.
- the system to efficiently fill in the cells with the variety of gas discussed here is still to be assessed.
- the BB design has not been studied yet. “Hot” loads should be suitable (see section 2) so that heaters will likely be required.
- the re-imaging mirror is a critical piece. Its theoretical design has been presented in section 5 but search for potential manufacturers are still underway.

References

- Withington, S., Murphy, J.A., Egan, A., Hills, R.E., 1992., *On the design of broadband quasioptical systems for submillimetre-wave radio astronomy receivers*, Int J. Infrared & Millimetre Waves, 13, 1515-1537.
- Goldsmith, P.F., *Quasioptical Systems, Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*, (IEEE Press, New York, 1998)
- Ruze, J., *Antenna tolerance theory – a review*, Proc. IEEE, vol. 54, pp. 633-640, April 1966.
- Schieder, R., 1993, SWAS report SWAS/TM-4027.

Annexe D

Livre optique pour la cellule d'absorption

Appendix 1 : Optical study

1. PRINCIPLE OF THE CELL OPTICAL SYSTEM	2
2. ASSUMPTIONS	2
3. CHOICE OF THE WINDOWS	2
3.1 MYLAR WINDOW	2
3.2 POLYETHYLENE WINDOW	2
4. CELL OPTICS	4
FIG.5: OPTICAL LAYOUT OF THE BEAM PATHS.	5
4-1 OPTICAL CHARACTERISTICS:.....	5
4-2 OPTICAL PERFORMANCES:	5
4-3 MIRROR SPÉCIFICATIONS	5
4-3-1 <i>Mirror M1</i>	5
4-3-2 <i>Mirror M2</i>	6
4-3-3 <i>Folding Mirrors P1-P2</i>	6
4-3-4 <i>Mylar window</i>	6
4-3-5 <i>Polyethylene window</i>	6
5. TOLERANCE ANALYSIS	7
6. STRAYLIGHT ANALYSIS	7

1. PRINCIPLE OF THE CELL OPTICAL SYSTEM

The optical system is a quasi Offner, allowing an overall 1:1 optical relay. It consists of two flat folding mirrors feeding the Offner relay hosted inside the glass cell. The optical components are described in detail in section 4.

2. ASSUMPTIONS

The system is fed by a Gaussian beam of waist w_0 7.50 mm at 650 μm wavelength. In the following, we consider that all optical parts must respect the 4w spillover criterion, corresponding to a -34 dB truncature. The working spectral band is 150-650 μm (15-67.7 cm^{-1}). We locate the input waist in the plane of the connecting flange (see mechanical drawings).

The optical components are assumed to be achromatic. The mirror reflexivity is taken to be 1.

3. CHOICE OF THE WINDOWS

We have considered two window materials: Mylar and Polyethylene.

3.1 Mylar window

A thin Mylar film (23-100 μm) can be used, as is commonly done for micro-wave detector dewars. We have assumed an index of 1.8. The transmittance of a 50 μm Mylar film is given in Fig. 1 as a function of wavenumber and is found to vary between 71% and 100%. In order to avoid significant standing waves in the system, the windows need to be tilted. The window transmittance as a function of this tilt angle is given in Fig. 2 and shows that angles up to 10 deg. can be used without significant effects.

3.2 Polyethylene window

The properties of a polyethylene window 2 mm thick are presented in Fig. 3 and 4. (the assumed index is 1.54). Due to the higher thickness, the fringes pattern intrinsic to the window has a higher frequency and becomes a problem in a double side-band system of 16 GHz bandwidth separation.

The relation between fringe frequency, window thickness e (cm) and index n is given by:

$$d \text{ sigma } (\text{cm}^{-1}) = 1/(2*n*e)$$

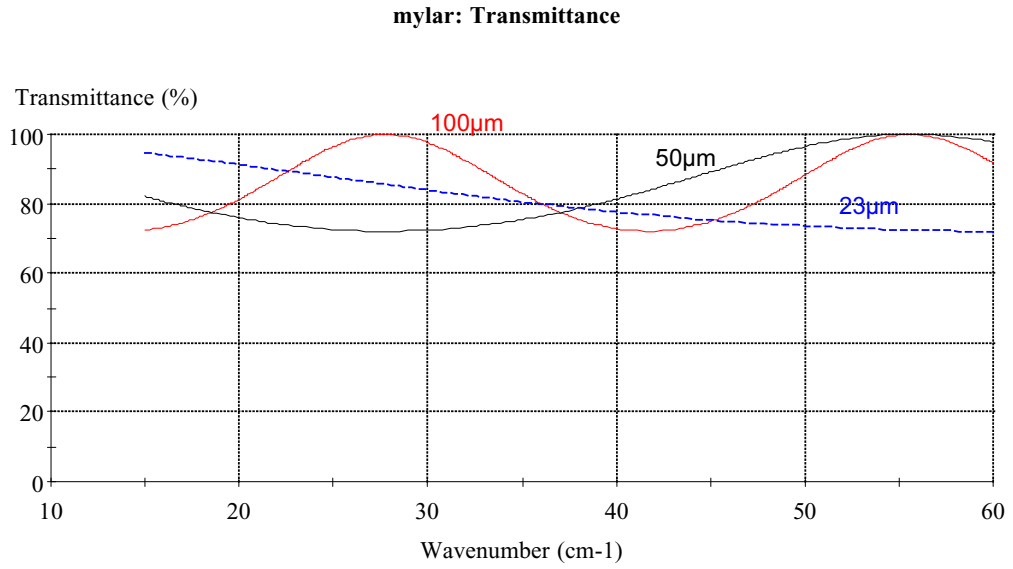


Fig.1: Mylar transmittance as a function of wavenumber for 3 window thicknesses.

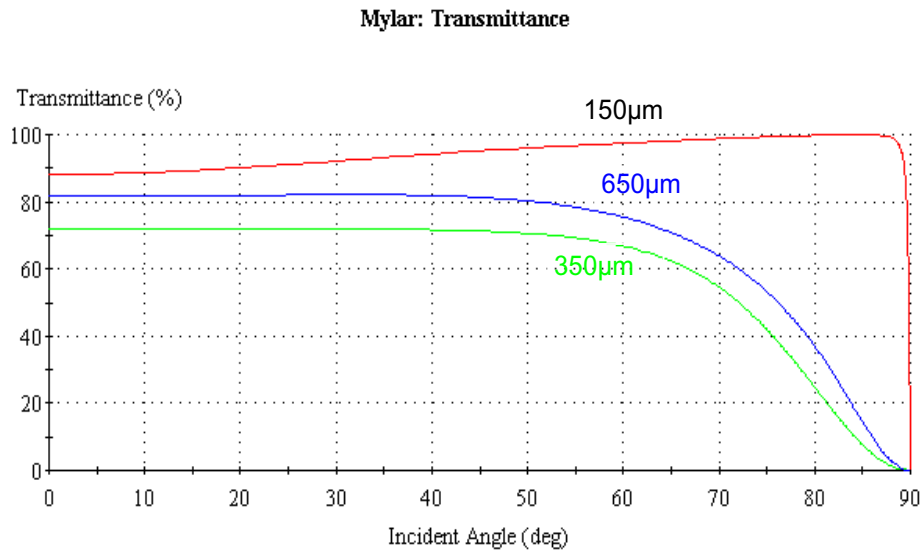


Fig.2: Mylar transmittance as a function of window tilt angle for 3 wavelengths.

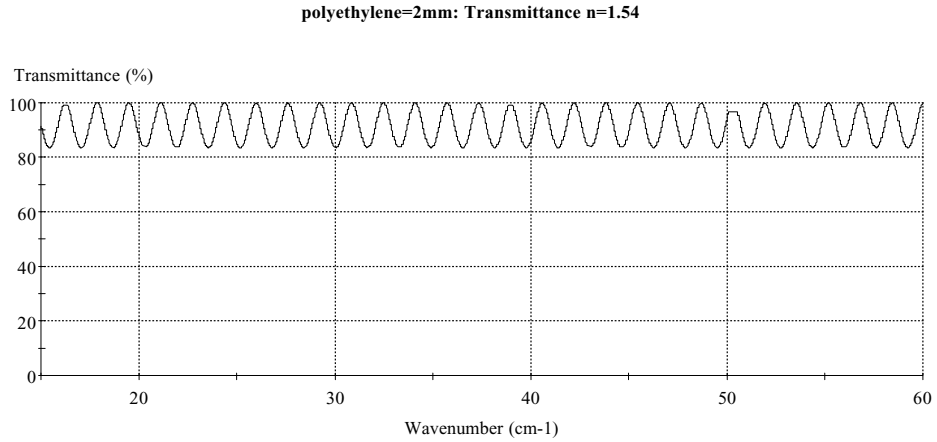


Fig.3: Polyethylene transmittance as a function of the wavenumber for a 2 mm thick window.

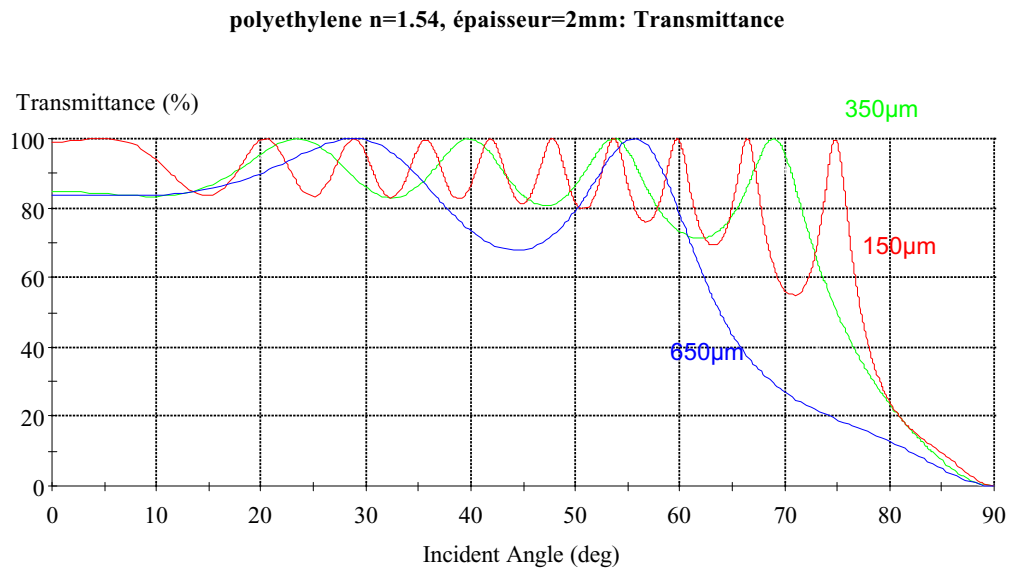


Fig.4: Polyethylene transmittance as a function of window tilt angle for 3 wavelengths.

4. CELL OPTICS

The optical system was optimised for the Mylar windows. This is the baseline configuration. The consequences of using a polyethylene window instead are given below. Fig. 5 shows the basic optical configuration.

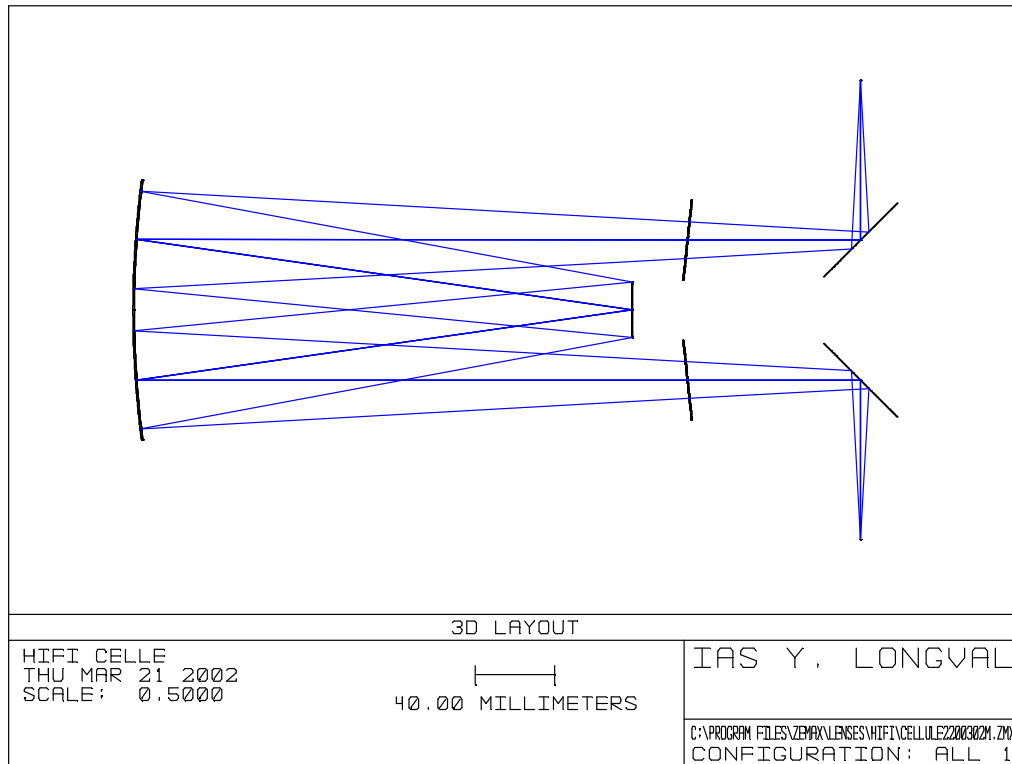


Fig.5: Optical layout of the beam paths.

4-1 Optical characteristics:

Opening :	F/9
Magnification :	-1
Stop diameter :	27.6 mm
Pupil dimension:	infinity
Pupil position:	infinity

4-2 Optical performances:

The optical quality is limited by the diffraction. The wavefront error is found to be below 6 μm in any case. It falls below 3 μm if Mylar windows are used.

4-3 Mirror specifications

4-3-1 Mirror M1

Material:	BK7 or Pyrex
Shape :	Spherical
Dimension :	130x62 mm ²
Thickness:	28-30 mm
Radius of curvature:	-500 mm $\pm 1\%$

Surface accuracy (P-V) : $\lambda/4$ ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)
Surface rms : 20 \AA
Coating: Gold
Number: 1

4-3-2 Mirror M2

Material: BK7 or Pyrex
Shape : Spherical
Diameter: 28 mm
Thickness: 6 mm
Curvature radius : $-323 \text{ mm} \pm 1\%$
Surface accuracy (P-V) : $\lambda/4$ ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)
Surface rms: 20 \AA
Coating: Gold
Number: 1

4-3-3 Folding Mirrors P1-P2

Material: BK7 or Pyrex
Shape: Flat mirror
Dimension : $44 \times 32 \text{ mm}^2$
Thickness: 8 mm
Surface accuracy (P-V): $\lambda/4$ ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)
Surface rms : 20 \AA
Coating: Gold
Number: 2

4-3-4 Mylar window

Material: Mylar
Shape: Flat
Diameter: 36 mm
Thickness: $50 \mu\text{m}$
Surface accuracy (P-V) : $\lambda/4$ ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)
Surface rms : 20 \AA
Number: 2

4-3-5 Polyethylene window

Material: Polyéthylène
Shape: Flat
Diameter: 36 mm
Thickness: $50 \mu\text{m}$
Surface accuracy (P-V): $\lambda/4$ ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)
Surface rms: 20 \AA
Number: 2

5. TOLERANCE ANALYSIS

We assume the following tolerance specifications for the input and output beams, which are those given by the consortium:

- ±0.05° on tilt angle
- ±3 mm for the axial waist position
- ±0.1 mm in the lateral displacement w.r.t. optical axis
- ±1% uncertainty on mirror radius of curvature after realisation

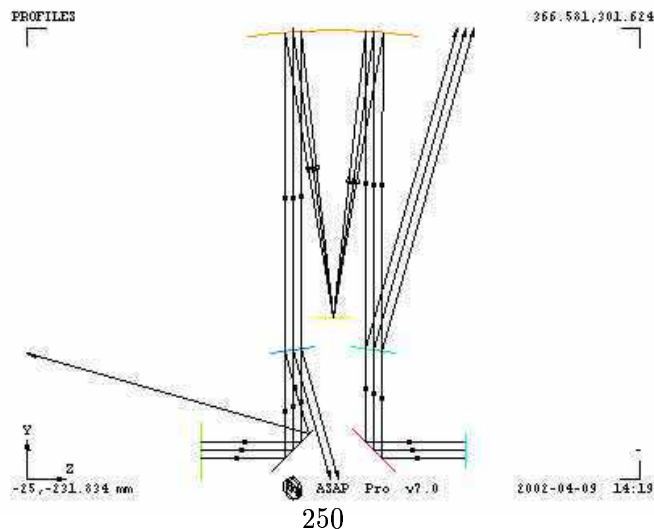
An extensive tolerance analysis shows that the cell optical system is not highly sensitive to mismatches within the above specified ranges. Our output beam fulfils these requirements. The maximum wavefront error is estimated to be 6 μm, corresponding to $\lambda/25$ at 150 μm.

We show below the waist displacement with respect to the plane defined by the output flange, along the optical axis, when various polyethylene windows are used instead of the Mylar one. The optical system is assumed to be optimised for the Mylar window. If required, Polyethylene windows of 1mm would be chosen.

PolyEthylene	1 mm	-0.11 mm
	2 mm	4.44 mm
	3 mm	5.74 mm
Mylar	50μm	0 mm

6. STRAYLIGHT ANALYSIS

Fig. 6 shows the main straylight paths for windows with an 8 deg tilt. A detailed analysis shows that such a tilt reduces the straylight contamination down to a 0.2% level. An absorber located in between the two flat mirrors will absorb the light reflected on the windows.



Annexe E

Rapport technique: la méthode *template beam synthesis*

Technical Note on HIFI Observing modes:

Motivations and implementation of Template beam synthesis observations for HIFI or other observatories.

David Teyssier, Michel Pérault
 LERMA, 06-08-01
 LRM-ENS/HIFI/CAL/2000-001

Description

The wavelength domain of HIFI will lie between 100 and 600 μm , leading to beam sizes varying sometimes a lot from one channel to the other. In astrophysics comparisons of lines intensities observed at several frequencies is quite a common practice and the information picked up in each beam can differ a lot in each transition. The reconvolution to a reference synthetic beam is thus mandatory but requires the source to be mapped in order to get sufficient spatial information. Maps are generally very time-consuming and the information they provide is not equally useful on the whole area. If the minimum requirement corresponds to one measurement point at each frequency, **the best efficiency will be obtained by the convolution of a map whose signal-to-noise ratio exactly follows the distribution of the reconvolution kernel** (theorem).

The non point non uniform sources are especially concerned by this problem since the signal picked up by the beam wings can vary a lot from one frequency to another. The non uniform nature of the sources also involves a special attention on the total extent of the coverage (see next section).

In this note we try to figure out what would be the implementation problems involved by such a method in the frame of the HST AOT's as currently designed. In particular we study its use for complete or partial spectral surveys and compare its efficiencies to other "standard" observing modes.

Template beam synthesis (TBS)

The method

As explained above, the efficiency of the method is optimised for a time spent on each pixel proportional to the convolution kernel. The pointing system of HIFI (and most ground-based telescopes) does not allow such a scanning mode (it requires a high control on the acceleration along the legs), hence we propose to approximate this goal by combining several concentric on-the-fly maps. The number of levels and their sizes can be optimised according to the signal-to-noise required and the observing time available. Fig. E.1 illustrates the geometrical principle of the template beam approximation function (hereafter called \mathcal{P}) with a total map size assumed to be twice the kernel HPBW (see E for details).

One simple example

Fig. E.1 illustrate an example of level distribution for the template function. Here, the 4 levels correspond to map sizes of respectively 3×3 , 5×5 , 7×7 and 10×10 pixels. Assigning a weight equal to 1 to the highest (3×3 pixels) level, the following ones should

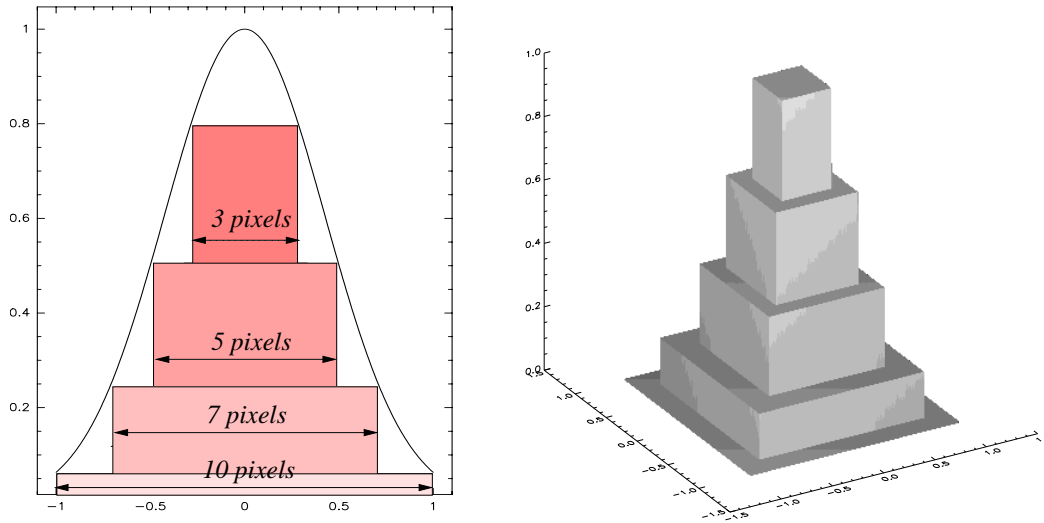


FIG. E.1 – left: breakdown of the coverage levels according to the Gaussian shape. Weights are driven by the height corresponding to a given sub-area size. Note that this template construction scheme is not the optimal one (see E). right: Representation of the 2-D mapping strategy.

thus be, for a Gaussian shape: 0.6, 0.3 and 0.08 respectively. The coverage numbers are gathered in table E.1.

Map size

When reconvolving a series of maps obtained with different beam sizes, one has to be sure that the contribution of the signal picked up away from this area is not more important at some frequencies. Indeed, in a too small map, intensity peaks that would occur far from the covered area would only be detected by the larger beams and comparisons between frequency would not be so accurate. The situation presented here is the one where a measurement point is observed by a reference synthetic beam (hereafter called θ_1) and one wants to get an equivalent information at a shorter wavelength whose beam is supposed to be θ_2 . For single-dish antennas, in a first-order approximation (no error beam taken into account) of the reconvolution kernel HPBW is simply given by $\theta_\kappa = \sqrt{\theta_1^2 - \theta_2^2}$.

The minimum map size required to avoid significant errors from the far field is not an easy parameter to derive since it depends a lot on the source brightness distribution beyond the map limits, and how it will contribute to the reconstructed signal after weighting the information picked by every smaller beam θ_2 . For the sake of simplicity and to restrict the

Level	Number of pixels	Weight	Number of pixels only seen by this level	Number of coverages done at this level
First	9	1	9	5 (tot. 13)
Second	25	0.6	16	4 (tot. 8)
Third	49	0.3	24	3 (tot. 4)
Fourth	100	0.08	51	1 (tot. 1)

TAB. E.1 – Template parameters for the example

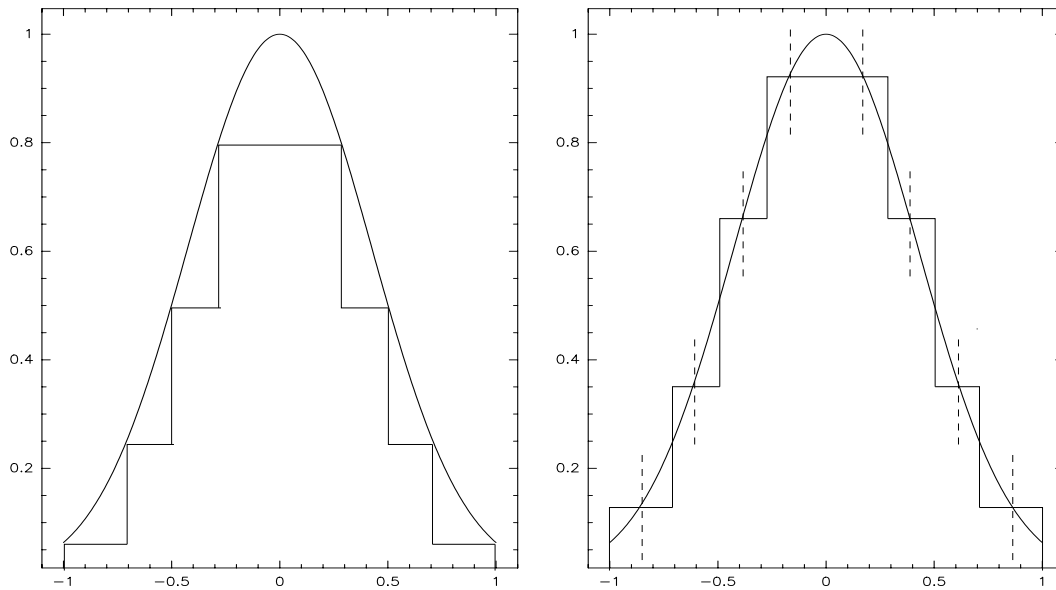


FIG. E.2 – Description of the 2 methods for height calculation. left panel: Method 1. right panel: Method 2. In both cases, the normalisation of the template function \mathcal{P} has not yet been achieved, illustrating more obviously the progress done by method 2.

map size to reasonable lengths, we propose to systematically perform coverages of total size $2 \times \theta_{\mathcal{K}}$.

In order to check this approximation, we have computed the 1-D reconstructed signal obtained on a variety of simulated simple sources (from point sources to extended multi-component Gaussian-like distributions), as well as the optimal map size in each case. We used the design and reconstruction algorithm as described in section E. The simulations show that the best map sizes are connected to both the larger beam θ_1 and the source sizes. In practice there seem to be no apparent rule to apply if only restricted information is available on the lines probed in the target. Limiting the number of template levels to 2 and 3, we find that maps of size twice the kernel HPBW lead to negligible errors w.r.t. the optimal case (note indeed that even with optimal sizes the algorithm does not necessarily converge to a perfect reconstruction, see section E) as long as θ_2 is not too small (typically a third of θ_1) compared to the reference beam θ_1 . Even in that latter case the additional error does not exceed 15 % in any of the synthetic sources. We conclude that a coverage of total extent $2 \times \theta_{\mathcal{K}}$ is a good compromise between information losses and simplicity of application.

Optimum shape of the template \mathcal{P}

Depending on the number of levels required, one can prove that there is an optimum combination of level sizes and heights (i.e. weights) that would provide the best fitted-template shape to the Gaussian kernel. Lengths can be expressed as fractions of the total map size, corresponding to the length of the largest level.

One can think of 2 ways to calculate the heights of each level. The first one (called Method 1 in table E.2) consists in assigning to each level the height corresponding to the Gaussian value at this distance from the centroid (see left panel of Fig. E.2). Now, one can

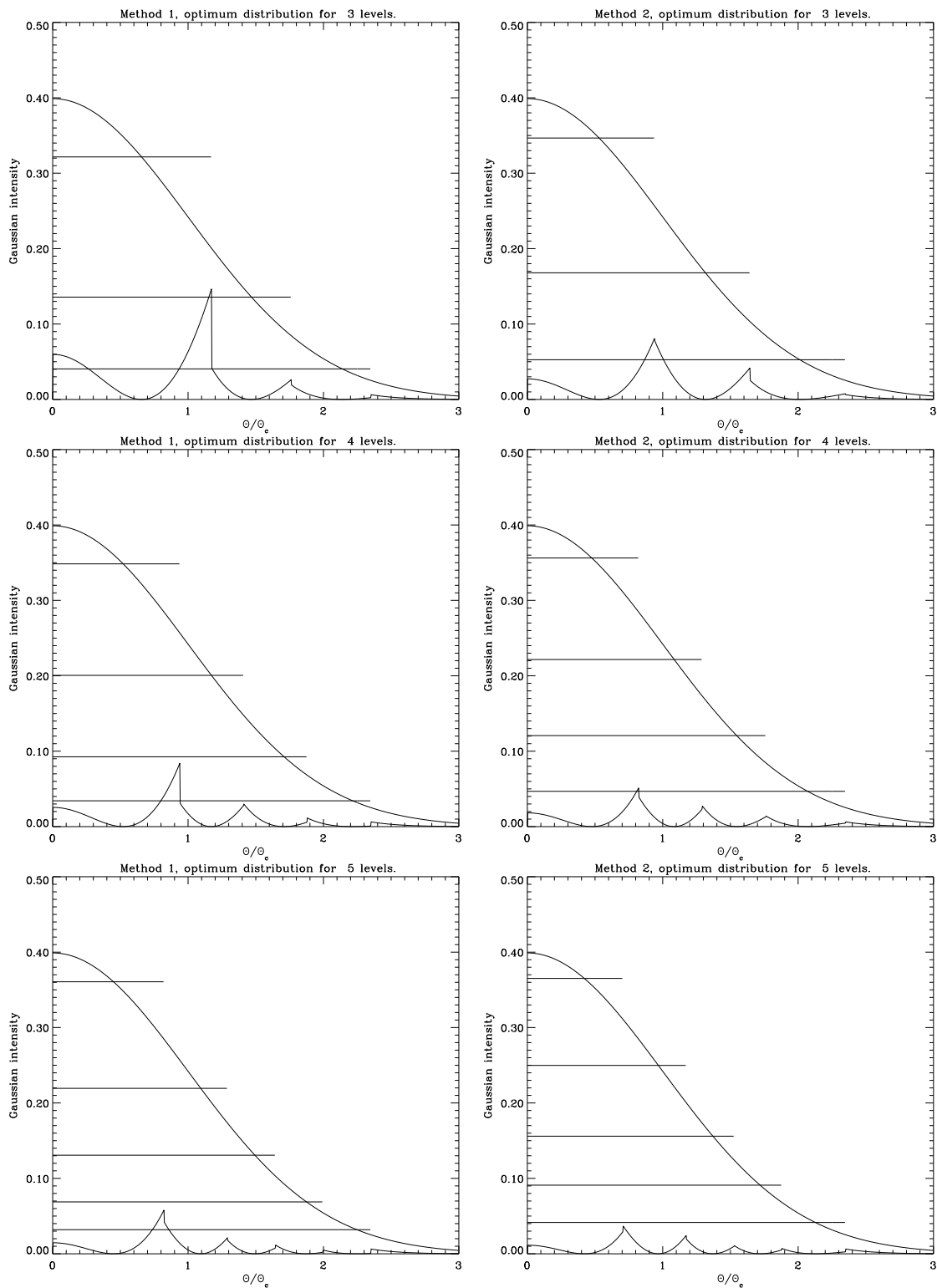


FIG. E.3 – Example of best template function \mathcal{P} for several numbers of levels. As explained in the text, \mathcal{P} has been normalised to the Gaussian maximum. Curves close to the 0-level represent the least square residuals (multiplied by 10 for display purpose) between \mathcal{P} and the kernel.

Number of levels	Lengths distribution for minimum noise error				
	Method 1	$\mathcal{R}_{\sigma^2}^{1D}$	Method 2	$\mathcal{R}_{\sigma^2}^{1D}$	$\mathcal{R}_{\sigma^2}^{2D}$
1	[1]	1.38	[1]	1.38	1.75
2	[1,0.65]	1.11	[1,0.6]	1.10	1.15
3	[1,0.75,0.5]	1.051	[1,0.7,0.45]	1.043	1.08
4	[1,0.8,0.6,0.4]	1.030	[1,0.75,0.55,0.35]	1.024	1.03
5	[1,0.85,0.7,0.55,0.35]	1.019	[1,0.8,0.65,0.5,0.3]	1.016	1.015
6	[1,0.9,0.8,0.65,0.5,0.35]	1.015	[1,0.85,0.7,0.55,0.4,0.25]	1.012	1.013

TAB. E.2 – *Optimum distribution of the template function (1-D calculations) for various numbers of level. The parameter scanning rule was the following: levels fraction can not be separated by less than 0.05, scanning step was 0.05 and finally, the largest length corresponded to twice the kernel HPBW. For any number of levels the optimal noise is slightly better for method 2. Results for 2-D calculations are also given for method 2. The case with one single level corresponds to the standard homogeneous mapping.*

feel that a best error fit computed via the least square method would certainly give better results if the levels of \mathcal{P} are more efficiently distributed on both sides of the reference curve. A way to do that is to assign to the level i the height corresponding to the Gaussian value at the middle point between lengths i and $i+1$ (see right panel of Fig. E.2). This conjecture is confirmed by the simulation results and, as expected, the more the number of levels, the best the fit to the Gaussian kernel.

Error of the approximation

Another concern is to estimate the error one adds on the final noise when convolving a map whose noise distribution is only a approximation of the optimal shape. This error will also depend on the number of levels. If \mathcal{K} is the convolution kernel, the noise in a pixel on the map \mathcal{A} can be written:

$$\sigma_{map}^2(x',y') = \iint_{\mathcal{A}} \sigma_0^2(x,y) \mathcal{K}^2(x-x',y-y') dx dy \quad (\text{E.1})$$

In the optimal case, one would have on a pixel:

$$\sigma_{0,opt}^2(x,y) = \frac{1}{T \times \mathcal{K}(x,y)}$$

while in our approximation:

$$\sigma_{0,\mathcal{P}}^2(x,y) = \frac{1}{T \times \mathcal{P}_n(x,y)}$$

where T is the total integration time and \mathcal{P}_n the normalised template function. The normalisation condition deals with the conservation of the total observing time. It writes:

$$\iint_{\mathcal{A}} \mathcal{K} = \iint_{\mathcal{A}} \mathcal{P}_n \quad (\neq 1 \text{ because of truncated beam}) \quad \text{hence} \quad \mathcal{P}_n = \mathcal{P} \frac{\iint_{\mathcal{A}} \mathcal{K}}{\iint_{\mathcal{A}} \mathcal{P}}$$

and the noise degradation in the centre point is thus given by:

$$\mathcal{R}_{\sigma^2} = \frac{\sigma_{map,\mathcal{P}}^2}{\sigma_{map,opt}^2} = \iint_{\mathcal{A}} \frac{\mathcal{K}^2(x,y)}{\mathcal{P}_n(x,y)} dx dy / \iint_{\mathcal{A}} \mathcal{K} \quad (\text{E.2})$$

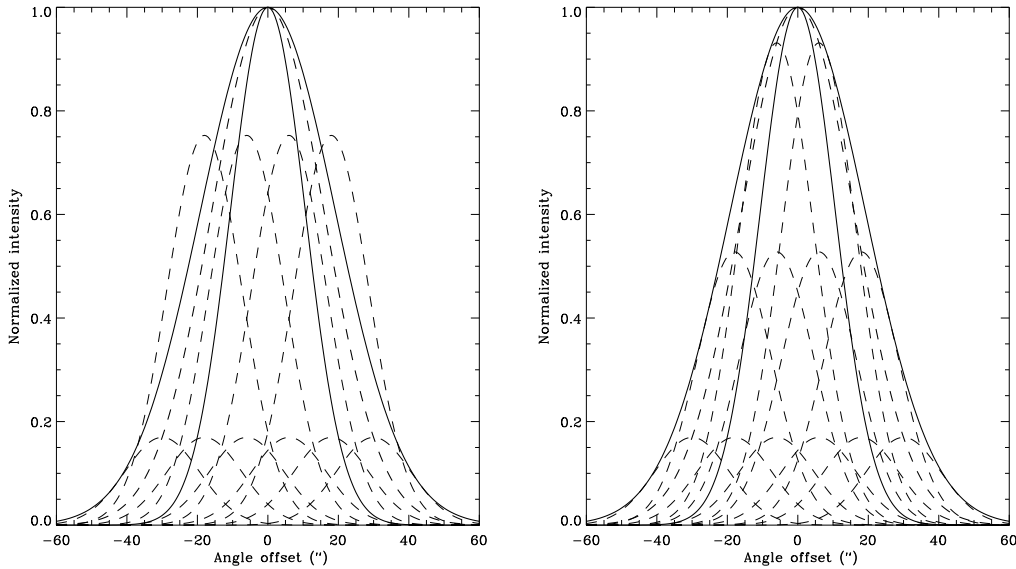


FIG. E.4 – *Example of mapping strategy with 2 and 3 level coverages. The problem parameters are $\theta_1 = 45''$ and $\theta_2 = 25''$ (thick solid lines). The convolution kernel $\theta_{\mathcal{K}}$ is also plotted (thick dashed line). The optimal submap dimensions are found to be 6×6 and 4×4 dumps for 2 levels (resp. 6×6 , 4×4 and 2×2 dumps for 3 levels). They are represented by thin dashed Gaussians whose intensity is proportional to the time spent on a given pixel.*

It is equal to unity only if $\mathcal{P} = \mathcal{K}$ (in that case $\mathcal{A} = 4\pi$ sr). Table E.2 gives the best level combination according to the noise error optimisation. As expected, the noise degradation decreases with the number of levels. It is to be noted that **a standard “one-level” mapping** (same time spent on each point of the coverage) **leads to a noise degradation of 17% in 1-D (resp. 32% in 2-D)**, which represents $38\% \times$ (resp. $75\% \times$) more integration time for a same required r.m.s.

Implementation on HIFI

We study here the implementation of the method described above for any radiotelescope. In particular we describe the basis of a systematic design algorithm for the template given minimal observing parameters. We then apply it to specific observing situations such as multitransition analysis or complete spectral survey, and conclude on its interest given the observing restrictions of the HSO.

Template design

In practical, the problem of the template design should be completely defined if one knows the two beam sizes to which the information has to be compared, as well as the equivalent integration time on the source to reach the required noise rms. The $(\theta_1, \theta_2, t_{\text{int}})$ triplet allows to define the reconvolution kernel HPBW. With a total map extent of $2 \times \theta_{\mathcal{K}}$ (see E), we use the *a priori* size distribution obtained from the optimisation listed in table E.2. This distribution is re-adjusted taking into account that all submaps need to be at least fully-sampled at the mapping HPBW θ_2 (actually we use an exactly fully-sampled

mapping to reduce the data rate). The submap lengths are translated into number of pixels (also called dumps) per coverage, as well as observing time per pixel, proportional to the kernel Gaussian shape as described in E. Fig. E.4 illustrates mapping strategies derived for 2 and 3 coverage levels.

The coverage design provides important parameters such as the mapping velocity for each level, as well as the observing efficiency taking into account deadtimes for the observation of reference positions and the slew times. The efficiency should also account for the additional lost due to the approximation of the beam template and listed in table E.2. Obviously, one can already see that such a technique will have little interest in case the required integration time remains small. Moreover this will lead to incredibly fast mapping on the lowest level (which needs the lowest S/N ratio). Section E gives examples of such effects on typical observing cases.

Reconstruction algorithm

In the theoretical approach, we have considered template beams with a large number of levels. In practice it is very likely that this number should not exceed 3 because the more the level number, the less the time spent on each pixel and the more the mapping velocity. Table E.2 shows however that no significant gain is achieved with more levels. In order to compare the performance of either 2 or 3 levels (which in theory differ by only some % loss in 2-D) we have simulated the reconstruction of the signal on a series of model sources as introduced in E. This also allows to check our reconstruction algorithm: each submap is reconvolved to the reference beam (one can show that the kernel beam is always smaller than the smallest coverage if one has less than 4 levels), its pixels are averaged and each of the sub-measurements are combined with its adequate weight. This reconstruction scheme has the nice consequence that pixels in different submaps do not need to have coincident positions in the sky (which can be proved using the basic properties of the convolution). This algorithm does not apply to the case where the highest level (the smallest submap) is limited to one single measurement. This extreme case is however restricted to the situation where $\theta_1 \simeq \theta_2$ and thus may not require the use of the template beam technique.

The simulations show that a 3-level coverage has often too short dump times and is less efficient than a 2-level approach due to longer deadtimes (for the assumptions on the detailed observing scheme see E). The reconstructed intensities are found to be within up to 12% of the expected values. We consider this discrepancy to arise from the non-optimal total map extent used (see E) regarding the source brightness distribution. There seem to be no significant advantage in using 3 levels rather than 2 on that point. We conclude that a 2-level template of total extent $2 \times \theta_{\mathcal{K}}$ should be considered as the best coverage strategy to compare the signals of point measurements conducted at significantly different frequencies in a non-uniform extended source.

Application to typical observations

HSO observing specifications

On the HSO, the main source of deadtime corresponds to slew times to change the satellite pointing between two positions. For the mapping technique described above, slew motions are expected between each map row and between ON's and OFF's. This latter time corresponds to 1 min. back and forth for a 10' far reference position (goal specification). Obviously the number of OFF measurements per complete coverage is a critical parameter for the observing efficiency. We propose to scale this parameter with the system stability

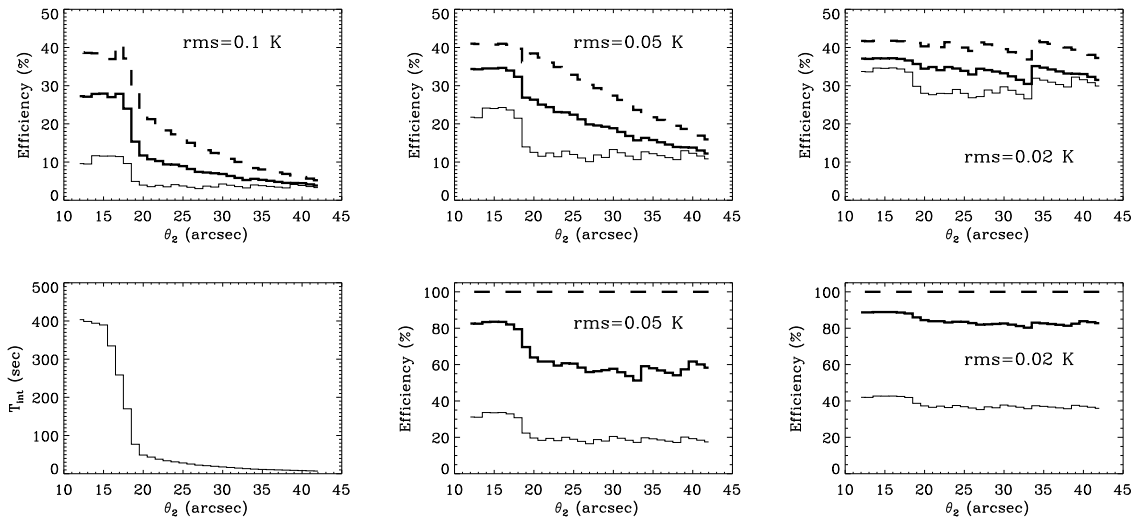


FIG. E.5 – *Upper panels: Observing efficiencies for a complete spectral survey for three required noise rms (0.1, 0.05 and 0.02 K) and a 10 arcmin far reference position. Thick solid line: on-the-fly beam template, thick dashed line: position switching, thin solid line: raster beam template. Bottom left: derived integration time for a 0.1 K noise rms as a function of the observed beam HPBW. Bottom right: same as upper panels in case of a survey performed in (ideal, no losses due to switch) frequency switch.*

time, also called Allan variance time (t_A). Using the simple rule of thumb presented in Schieder & Kramer 2001, with an Allan variance time of 150 sec. in a 1 MHz channel (see note by C. Kramer), the optimum integration per ON will be close to 75 sec. for dead times of the order of $t_A/2$, which is expected for far reference positions. The equivalent PSW sequence (OFF-ON-ON-OFF) is thus 300 sec. long (without slew time). Here this stability time is the same for the TBS because all pixels will be averaged at the end so both cases are treated similarly. This holds for the OFF time.

The mapping capabilities of the HSO shall allow to conduct mapping with a scanning rate of 0.1 arcsec/sec. to 1 arcmin/sec. The minimum distance between rows is 2 arcsec, well below the minimum expected sampling in our case. On the other hand, the covered field size will range between 1 arcmin and 2 degrees, with a resolution of 1 arcmin. **This limitation, if not descoped, has critical consequences to apply the technique described here because it forces any submap to be a multiple of 1 arcmin in size. This specification alone could preclude the use of the template beam technique.** A special change request has been submitted to ESA and we will assume here that any submap size will be feasible.

Multitransition analysis

Say one wants to study the emission of atomic carbon in its $^3P_1-^3P_0$ and $^3P_2-^3P_1$ transitions (492 and 809 GHz) and in its ionized state at 158 μm . According to the HIFI document, this should correspond to beams of 44", 27" and 11" respectively. We here assume that the observed region is non-uniform and sufficiently extended to prevent accurate signal comparison on a single point measurement basis. The reference position is

Beam	Dump configuration	Template on-the-fly			Position Switching		
		Eff. (%)	Time (s)	Data rate	Eff. (%)	Time (s)	Data rate
27"	3 × 3 × 3.3 sec. 5 × 5 × 1.2 sec.	26	231	6.8 sec.	33	180	45 sec.
11"	10 × 10 × 5.9 sec. 17 × 17 × 1.7 sec.	35	3107	8 sec.	41	2652	67 sec.
Total		0.93 h			0.79 h		

TAB. E.3 – Comparison between the template approach and the single point measurement “standard” strategy. Data rate here represents the average time between 2 readouts and is indicative of the amount of data.

taken $10'$ from the target. We assume a 0.2 K line seen in the HSO beam, which likely deserves a 0.02 K noise rms level. Assuming system temperatures of 87, 184 and 781 K in the respective bands and that two mixers are simultaneously used, this translates into integration times (ON+OFF) of 27, 120 and 2175 (0.6 h) sec. respectively in a 1 MHz resolution channel. Table E.3 summarizes the observing parameters and efficiencies for several modes.

In total, the template approach is almost as efficient as the position switching approach. It naturally confirms that the mapping strategy gets valuable as the integration time increases. Note however that the position switching measurement should be seen here as inaccurate in comparing signals at shorter wavelengths due to our assumption on the heterogeneous extended source brightness distribution. This calculations also show that such measurements lead to reasonable average data rate (see note by V. Ossenkopf).

Complete spectral survey

We have simulated a complete spectral survey based on the assumption that the source brightness distribution is such that additional spatial coverages are required to accurately compare data on the whole frequency range. The survey is here sampled in terms of beamwidths (every 1") rather than in frequency bands. However each beamwidth range can be translated into frequency ranges and we assumed a measurement every 1 GHz when computing the total observing time per band. For each beamwidth (and its corresponding frequency) an integration time is derived from the input requested noise rms and define the integration time dependence with frequency (bottom left of Fig. E.5). The resolution channel is 300 kHz wide. We assume that all measurements have to be compared to a reference beam of HPBW 45". We start applying the template approach from HPBW of 42", although somewhat smaller beams would likely be still comparable to the reference beam.

Fig. E.5 illustrates the observing efficiency as a function of the observed beamwidth (θ_2) and for several noise rms. The efficiencies are plotted for the template beam approach (thick lines), the single point measurement strategy (thick dashed lines), as well as for an hybrid approach (thin lines) consisting in conducting the template mapping as a raster (i.e. a series of point measurements with individual integration times weighted according to the template-beam approximation) instead of scanning lines (on-the-fly). This intermediate mode would become interesting when the mapping time increases significantly (low rms) and in case the mapping strategy indeed requires scans to be a multiple of 1 arcmin long.

Regarding the total observing time required to perform the complete survey, the template approach requires at most 30 % more time than the PSW scheme, which in many cases is unaffordable. This low performances are mainly due to long slews, as is also illus-

Input parameters		Time per band (h)							Average Eff. (%)	
rms (K)	Mode	1	2	3	4	5	6	Total	Bands 1-4	Bands 5-6
0.1	TBS	4.5	5.8	7.0	8.8	12.8	94	133	7	26
	PSW	3.1	3.4	3.9	4.9	8.6	65.3	89	12	37
	DBS	0.9	1.2	1.7	2.6	6.5	53.0	66	31	47
0.05	TBS	6.0	8.6	11.5	17.1	39.8	311	394	18	33
	PSW	4.3	5.8	7.7	11.7	31.3	247	308	27	40
	DBS	2.1	3.6	5.5	9.1	25.6	209	255	43	48

TAB. E.4 – Complete survey observing time for various observing modes and noise rms.

trated by simulations conducted in the frequency switching mode (slews between sub-maps are the only source of deadtimes w.r.t. the PSW approach). This becomes less significant for lower noise rms but complete survey performed down to some 10 mK noise level are not likely to be considered (they would require almost 20 % of the total HIFI observing time! cf note by R. Schieder). Table E.4 gathers the observing times in each band for complete surveys. This table also indicates the time required for a “standard” survey on a non-extended source, using of the double-beam switching mode (no slew motion, internal wobbler instead). In any case it confirms that such programs will have low observing efficiencies.

Conclusion

The practical examples described above show that the template beam approach, although aiming at a more accurate science, may be restricted to a very tight range of observing programs on the HSO. It gains interest only if significant integration times are required on the sources, which on the other hand correspond to very time-consuming projects which will likely be avoided given the limited time available over the whole mission lifetime. A similar study made on ground-based telescope shows that the approach is much more appealing as soon as slew times are significantly reduced. The goal of this note is not to claim that the template beam approach should be used every time signals observed with different beams are studied, but rather to prove its efficiency in some given cases (e.g. E) and inform the observer that a relatively simple and straightforward mapping sequence and reconstruction exist and may be offer to them. Should or not be this mode an “alternative” mode made available through the standard AOT is still an open issue.

References

- C. Kramer, 07/2001, “Observing modes: typical examples and tentative time estimates for HIFI at the Herschel Space Observatory”
- V. Ossenkopf, 07/2001, “Proposal for the ICU processing of the WBS data in different observing modes”
- R. Schieder, 03/2001, “About the observation time need for HIFI observations”

Annexe F

Rapport technique: la méthode *fast-mapping* pour matrices de bolomètres

A Fast-Mapping Method for Bolometer Array Observations at the IRAM 30-m Telescope

David Teyssier, Albrecht Sievers
IRAM, Granada, SPAIN.

July 14, 1999

Introduction

We present a fast-mapping method that can be used to map large fields with array receivers mounted in the nasmyth focus of the 30-m Telescope. This method was successfully tried using the 37-channel MPIfR Bolometer array during winter 1999 (173-98, Péroult et al.). Usually, maps are done in Azimuth, Elevation in such a way that a fully sampled map is obtained with each “pixel” of the array. All these maps are finally averaged to give a vastly oversampled final map. For this, we use vertical offsets (in elevation) of 4” or 5” between consecutive subscans (i.e. scanlines in azimuth). If we drop the requirement that the individual coverages fully sample the region to be mapped, one may use larger vertical offsets and still obtain a fully sample final map. As we show below, a vertical offset of 23” is a good compromise when using the 37-channel bolometer. For a given time one can thus observe a 6 times larger field than before. Instead of e.g. 6.5’ \times 5’, a 15’ \times 13.5’ field can be mapped within 1.5 hours.

The method

The problem is to find the optimal vertical spacing between subscans. One way of reasoning could be that, by jumping a row of pixels up between each scanline plus a small distance (equal to the final sampling desired, here 4”), consecutive rows of bolometer pixels just nicely “fill in the gaps” (Fig. F.2-a and F.2-c) and don’t scan the same elevation (Fig. F.2-b and F.2-e).

For the winter 1999 sessions, the mean distance between the beams of the 37-channel bolometer was **20”**. Thus we tried the method using a vertical offset of **24”**. The final distribution of the points seen by the whole array then depends on the elevation of the source due to the array rotation in the sky with elevation. That is the reason why, for a given source elevation, some vertical offsets should be “forbidden” to avoid gaps in the final map (see section 3). Figure F.1 shows the array orientation w.r.t. the horizontal frame at various elevations for the 19 and 37-ch. arrays.

Combining this method with fast scanning velocities (typically 6 to 8”/s), we did large maps of 7’ \times 6’ and 11’ \times 5’ in about 20 minutes. Such short times had never been used before at the 30-m telescope for maps of this size and the results we observed tend to prove that this method could be considered more seriously. Another advantage of such short maps is the small field distorsion, provided that the elevation is not too high, when we convert from horizontal to equatorial frame.

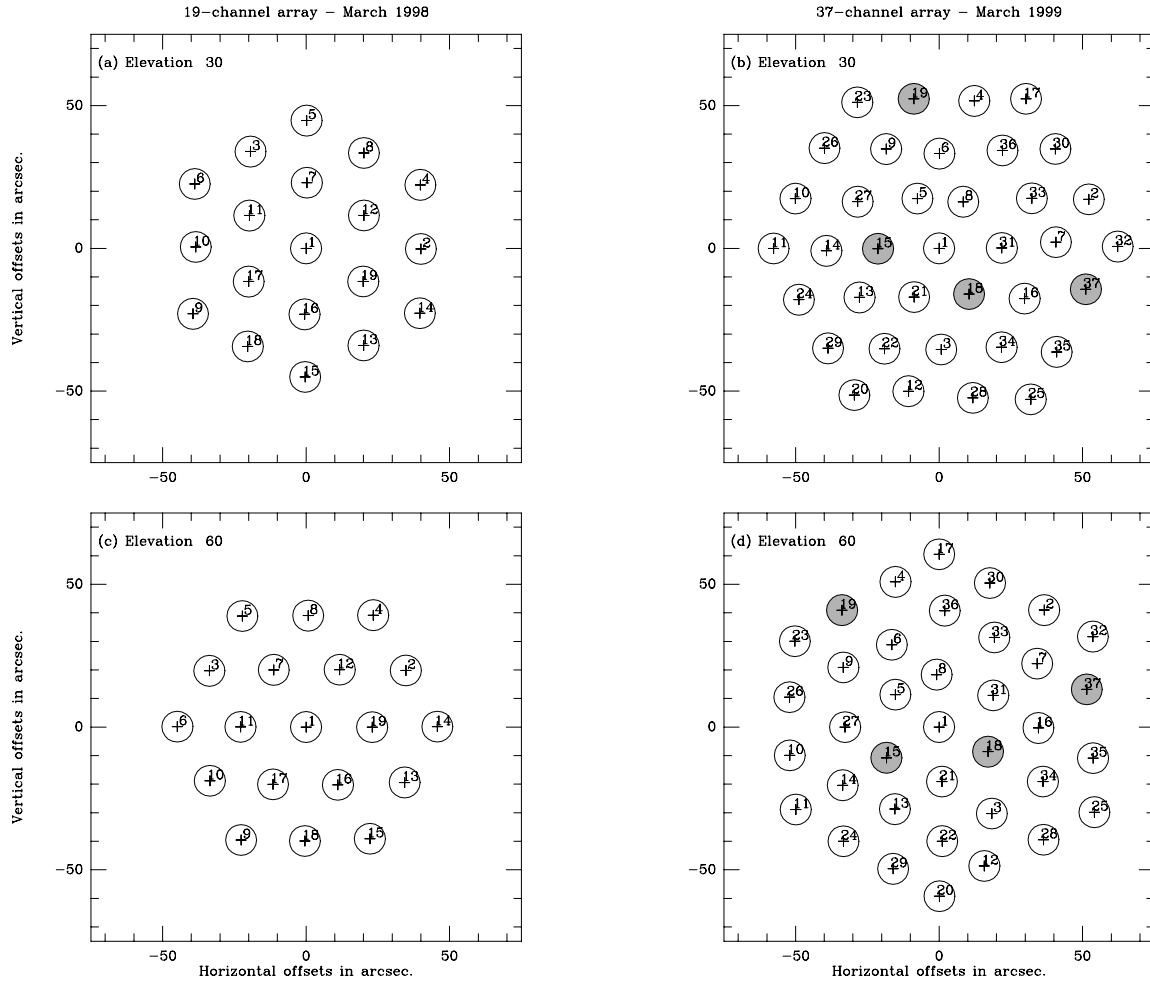


FIG. F.1 – 19 and 37-ch.arrays displayed at elevations 30 and 60°. Filled channels are the ones that needed to be flagged during the winter 98/99 period (dead or noisy channels).

Simulations

We did simulations of the pixels distribution on the sky for a map knowing its dimensions, the original sampling and the elevation of the source (i.e. the rotation angle of the bolometer array). Some examples are displayed in Figure F.2 for the 19 and 37 channel arrays where a central region of $24'' \times 24''$ is shown.

We first would like to emphasize that the maximum vertical offset available for a given final sampling (say $4''$) is limited by the number of rows of the array. This result is illustrated by Figs. F.2-c and F.2-f that show cases where the number of rows of the array (5 and 7 resp.) is not large enough to avoid gaps in the final map.

Other results of Figure F.2 confirm the intuitive choices for vertical sampling. Once the distance between rows is known, one can easily derive the vertical offsets to be avoided (Fig. F.2-b and F.2-e) and the ones to be used (Fig. F.2-a and F.2-d).

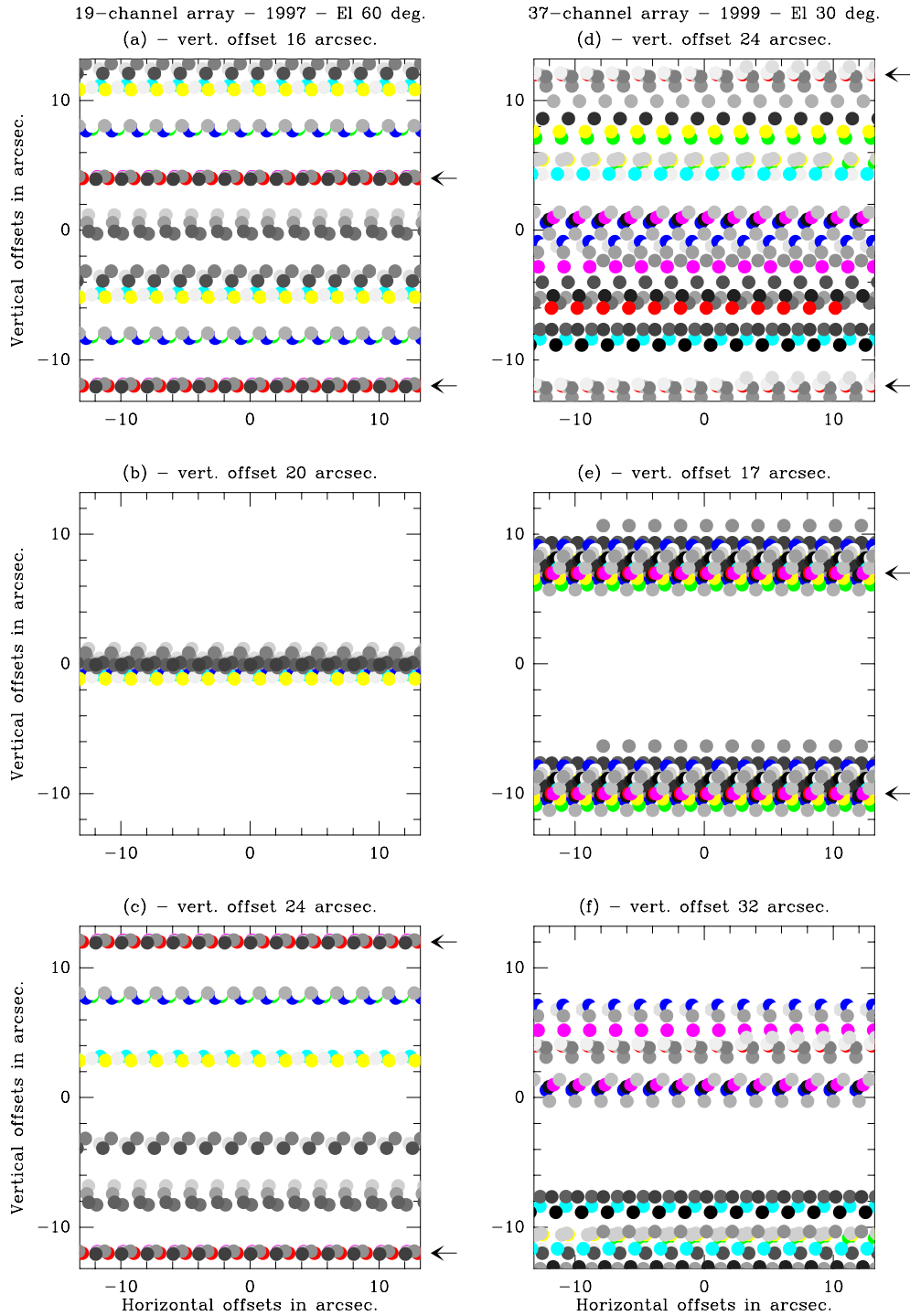


FIG. F.2 - *Pixels distribution in a $24'' \times 24''$ region for the 19 and 37-ch. arrays (each color represents a beam). Horizontal sampling is $2''$. Elevation is chosen so that the beams form horizontal rows as shown in Fig. F.1-b and F.1-c). Arrows indicate where one row repeats (consecutive subscans). (a) and (d): good vertical sampling, no gaps larger than $4''$. (b) and (e): the vertical offsets correspond to the distance between rows: scanlines overlap and large parts of the map is never filled. (e) and (f): the vertical offset is too large w.r.t. to the number of rows, see text.*

Another simulation approach deals with the weights distribution on a map for a given final regridding (see e.g. Fig. F.2-b, F.2-d and F.2-f). This provides a estimation of the number of beams contributing to a pixel in the final map and thus to detect gaps (low weights). We computed weights maps for a series of source elevations and vertical offsets and confirmed the intuitive conclusions drawn from the previous simpler simulations. As a general conclusion of the simulations we did, we observe that for any elevation, vertical samplings of **22” to 24”** always give acceptable results for the **37-ch.** array.

Examples

In this section, we present some recently reduced maps of sources mapped with the method described above. The zenith opacity was rarely more than 0.25. Figs. F.2-a, F.2-c and F.2-e show map of sources at elevations 30° , 48° and 46° respectively. Scanning velocity was 6”/s. Figs. F.2-b, F.2-d and F.2-f display the corresponding weight maps, with contours 10%, then 80, 90 and 100%. Typically, the 10% level shows the total mapped area, whereas higher weights characterize an ideal flat top level where a maximum number of pixels would contribute to the map.

Noise r.m.s. comparison

The expected noise r.m.s. reached in a map with a vertical offset of 24” should be slightly more than twice ($\sqrt{5}$) the one reached with the conventional 4” step. To compare the method at this point, we made maps of the same target with the “normal” and the “fast” procedure. They are separated by only 2 hours, on either sides of transit, and the opacity was between 0.15 and 0.2 during this time. Figure F.4 displays the maps and the corresponding weight maps.

We limit the tested area to the center, expected to be covered by a maximum number of channels. The r.m.s. reached with the “normal” map is about **12 mJy**, with some baseline limitations, whereas the “fast” map yields **22 mJy** of noise. This would tend to show that the noise behaves as expected, but further tests should be done in that direction.

Conclusions

The short analysis of the fast-mapping method presented here tends to show that this procedure could become a efficient way to considerably reduce the observing time for large field coverage. Recent observations confirm its feasibility and do not show evidences of a degradation of the signal quality. Simulations show that vertical offsets of **23”** for the 37-ch. and **16”** for the 19-ch. bolometers can be safely used at any elevation.

Among the various advantages the method offers, we can remind:

- small field distortion in equatorial frame for short, say 20 minutes, coverages (nearly rectangular maps)
- larger fields can be observed within a given time (due to field rotation and other reasons, it is not practical to do coverages that take more than say 2 hours to complete)
- fast exploration of large unknown fields to detect sources on sides (important at the time of restoring) and maybe concentrate on isolated targets
- several maps of the same field at different hour angles reduce baseline effects, like stripes, when averaging.

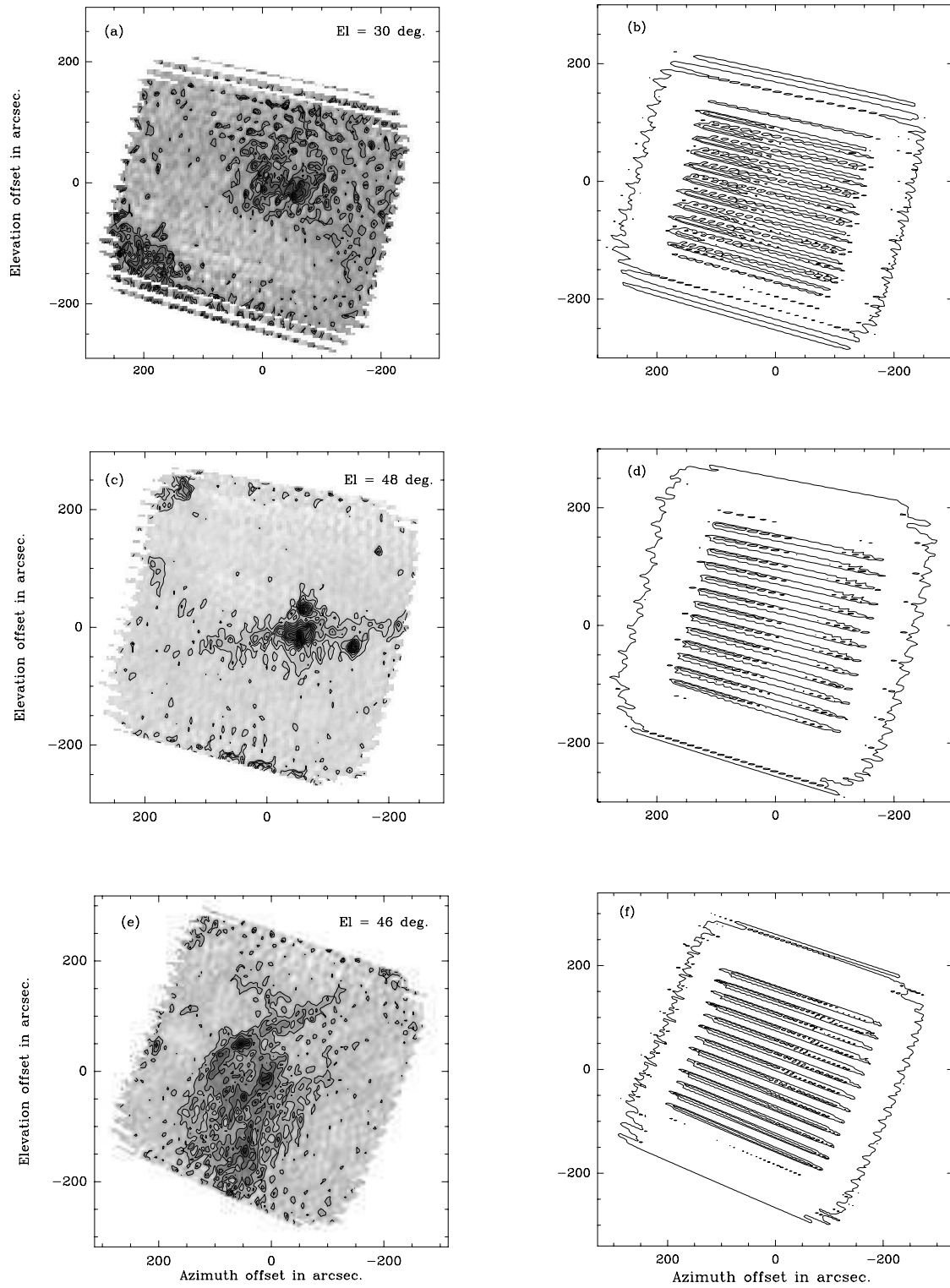


FIG. F.3 – *Examples of fast-mapping results. Maps size is $420'' \times 375''$, scanning velocity $6''/s$, vertical offset $24''$. (a), (c) and (e): maps are skynoise filtered, contour levels are 90, 180,..., 540 cts (resp. 115, 230,..., 1700 cts, and 100, 200,..., 600 cts). (b), (d) and (f): weight maps, levels are 10, 80, 90 and 100%.*

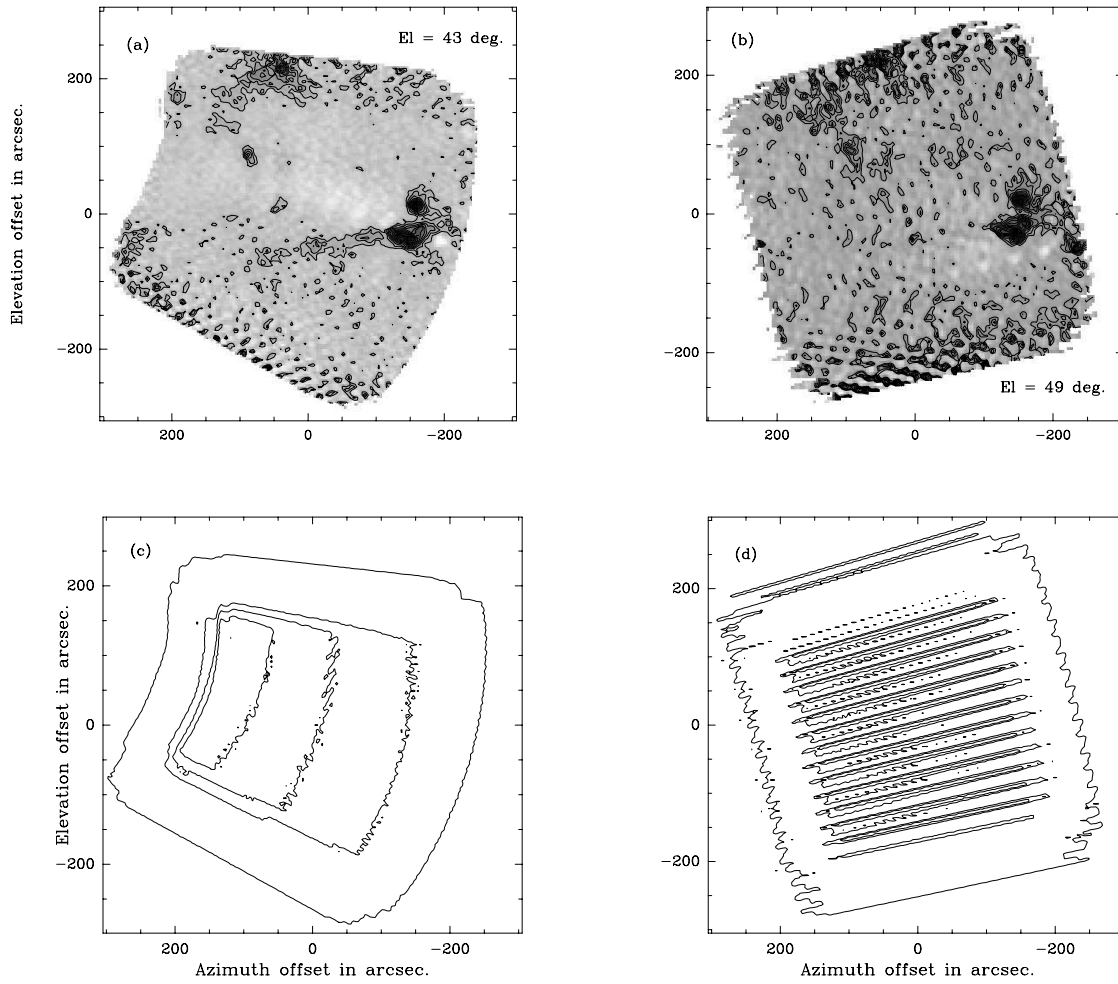


FIG. F.4 – Comparison of “normal” and “fast” mapping. Maps size is $420'' \times 375''$, scanning velocity $8''/s$, vertical offset $4''$ (90 minutes of time) and $24''$ (21 minutes of time). (a) and (b): maps are skynoise filtered, contour levels are 100, 200, ..., 1200 cts for both cases. (c) and (d): weight maps, levels are 10, (70 for (c)), 80, 90 and 100%. On the left map, high levels suffer from field distortion and get more and more restricted to the left side of the map where scan lines are closer together.

- several maps of the same field done with different wobbler throws can help recovering spatial frequency generally lost in the double-beam observing mode (Emerson et al., 1995)

Of course, further tests need to be done to improve our understanding of this method (e.g. behaviour of the noise when averaging coverages, comparison of very large fields with “normal” and “fast” methods,...). Its application to large maps should thus not yet be automatic.

A Fast-Mapping Method for Bolometer Arrays: Commissioning tests

A. W. Sievers (IRAM, Granada, SPAIN), D. Teyssier (LRA-ENS Paris, FRANCE)
November 24, 2000

Introduction

In the August 1999 IRAM newsletter we presented a “fast-mapping method” for array receivers at the 30-m Telescope (see [1]). After initial successful tests, there were some open questions left, like: ‘Do we observe any beam broadening due to fast mapping? How does the noise in a map decrease with increasing integration time? Furthermore we want to demonstrate this method by doing a large map of more than an hour integration time. With this questions in mind we applied for test time, the results are summarized below.

The method

This method works best with closely packed hexagonal arrays. There is no need to de-rotate the array or to choose a particular scanning direction. Here we apply this method to the MPIfR 37-channel bolometer MAMBO II mounted in the nasmyth focus of the IRAM 30-m. From figure 1 of our previous report ([1]), we may distinguish two different arrangements of pixels:

- At 30 and 90 degrees elevation we have 7 rows with a separation $D = 18$ arc sec. In order to obtain a map sampled $\delta = 4$ arc sec in elevation we choose an increment in elevation of $\Delta E = D + \delta = 22$ arc sec. Consider a single scan-line (subscan). For simplicity let the first row of the array be at elevation offset 0, we can write down the following table of elevation offsets for three subscans:

subscan	row n	row n-1	row n-2	...	row n-7
1	0	$-D$	$-2D$...	$-7D$
2	$D + \delta$	δ	$-D + \delta$...	$-6D + \delta$
3	$2(D + \delta)$	$D + 2\delta$	2δ	...	$-5D + 2\delta$

and so on. We see that after 6 subscans we have sampled the elevation offset 5δ and thus the final map will be fully sampled in elevation. Thus the minimum map size in elevation is 6 subscans and the array should have more than 6 rows.

- At 0 and 60 degrees elevation we have 13 rows with a separation $0.56 D \sim 10$ arc sec. An increment of 22 arc sec in elevation results in a map sampled better than 2 arc sec where the gaps are filled in with every other row of pixels. Here we also need 6 subscans or more and more than 11 rows of pixels.

Observations

On 12th February 2000 we had 7 hours of observing time. During the first hour the weather was too bad to observe, afterwards the opacity improved rapidly (tau 0.12 at the end of the session!) A rapid change in opacity often indicates that the atmosphere is not yet settled, indeed, we had some anomalous refraction that led to the large restoration residuals visible in the maps of the strong sources (see fig. F.6). All maps were done chopping the sub-reflector at a little less than 2 Hertz, scanning in Azimuth at 6 arc sec

per second. For the normal maps we used 4 arc sec as increment in elevation and 22 arc sec for all fast maps.

Results

We have mapped a weak point-like source of about 80 mJy peak flux density several times, once using “normal mapping” and four times using “fast mapping” All four fast maps were averaged and the result shown in fig. F.5a. The normal map, shown in fig. F.5b, is equivalent to 11% more integration time compared to the average of 4 fast maps. On the right side we show the distribution of weights in the map, it is proportional to the number of points added per unit area, which in turn is proportional to the integration time. From this distribution we see that it is of advantage to map the same field at several hour angles, in particular for fast mapping as the distribution is not very uniform. In case of “deep” mapping the wider distribution of weights in a fast map may be of advantage and at the end may lead to a less centered distribution of weights. Mapping the same field in azimuth and elevation leads to a larger area mapped, say with weights $> 90\%$. We computed the RMS noise in the maps over a small ‘source free’ region near the center of a map. The resulting RMS noise is shown for some combination of maps in fig. F.5c. From left to right the resulting noise for the average of 1, 2, 3 and 4 fast maps, the normal map and the average of all maps is plotted against $\sqrt{(\textit{integration time in minutes})}$. The flattening of the slope near the end may well indicate the confusion limit, which is probably quite high since some faint extended emission is visible in this field.

In figure F.6 we show a normal and a fast map of Saturn (figures F.6a and b). The maps were interpolated onto a Azm/Elv grid. The diagonal elongated structures are caused by the quadripod sub-reflector support legs, these merge into a patchy ring of emission with diameter about 200 arc sec. These features agree well with those seen in holography maps, in spite of large disk of Saturn (18 by 16 arc sec). The main beam is also well reproduced in the fast maps, comparing Gaussian fits to the main beam in our four Saturn maps showed a total variation of about 2%. This could easily be caused by changes in the opacity and we can only say that we did not detect any deterioration of the main beam due to fast mapping.

Finally in figure F.6c we show a fast map of OMC1 in Orion. In Azm/Elv we mapped a region of 800 by 600 arc sec. At a scanning speed in azimuth of $6''/\text{sec}$ each subscan took about 133 seconds. With a spacing in elevation of $22''$ the whole map consisted only of 29 subscans and took a little over 64 minutes to complete.

The Future

We successfully demonstrated a fast mapping method for closely packed hexagonal arrays with more than 19 pixels. This method will gain from more pixels, i.e. the weight distribution will be wider for fast maps and narrower for normal maps when comparing the upcoming 117 pixel bolometer array to the 37 pixel array.

One can improve the double beam restoration by combining the data of several fast maps done with different chopper throws by using a improved restoration method as described by Emerson and Payne 1995 [2]. Obviously this method can be used also with a fast scanning total power mode developed by the MPIfR in Bonn. In this case, say with a scanning speed of 24 arc sec per second the OMC1 map will take about 16 Minutes. You could map the full moon in about 1.5 hours!

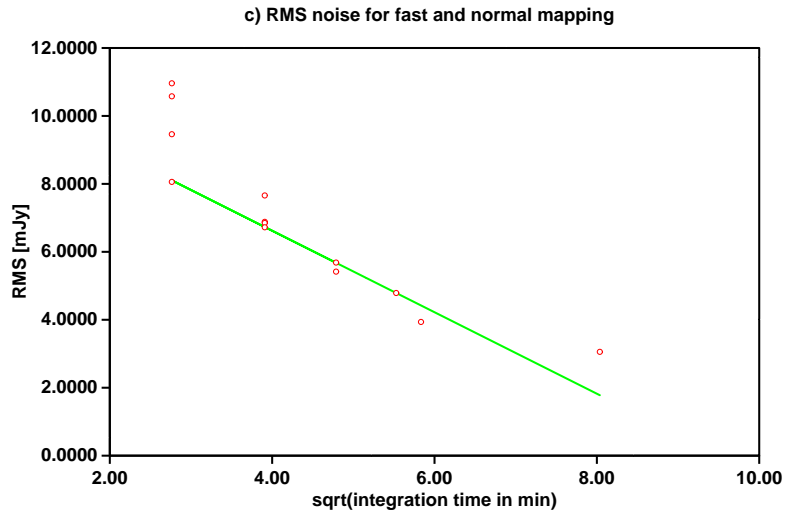
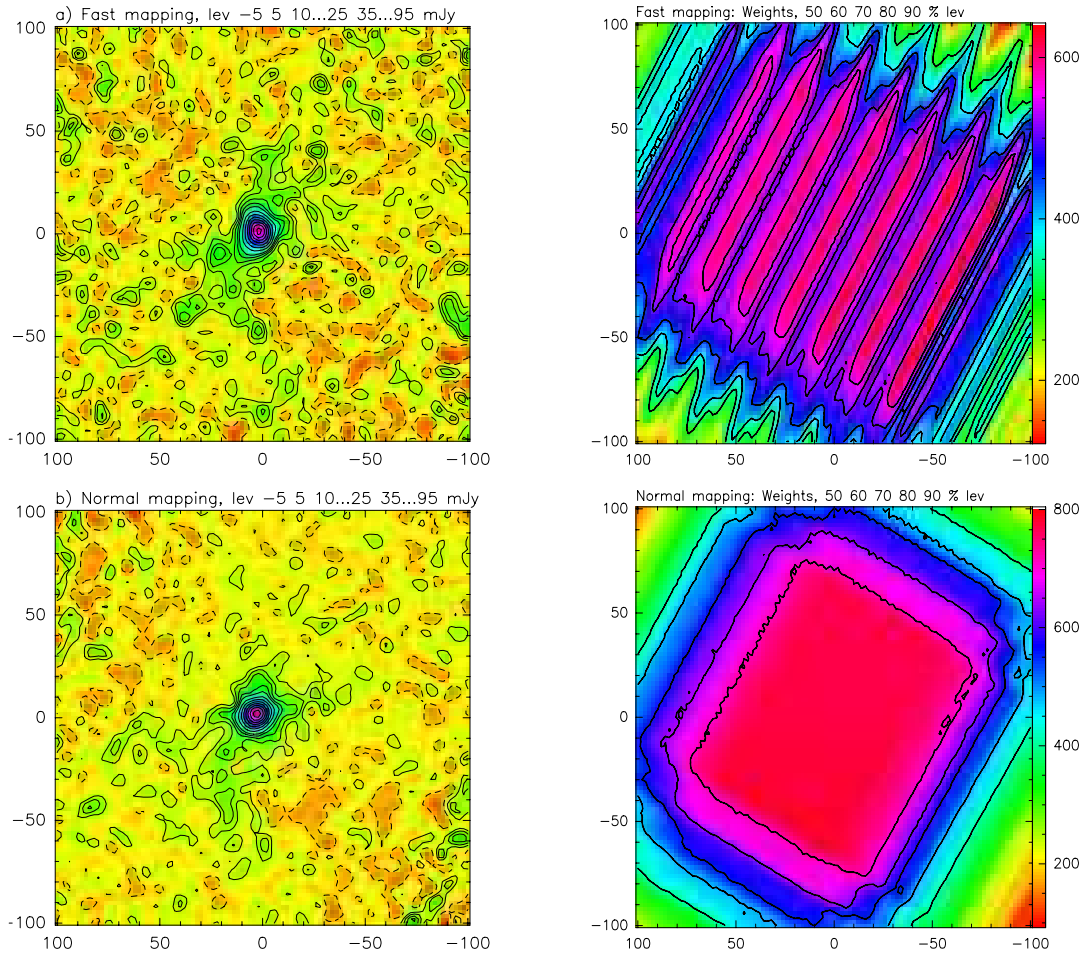


FIG. F.5 – An example of mapping a faint source in two different ways. In fig. **a** four fast coverages are averaged, in **b** a single 'normal' coverage is shown. In fig. **c** the measured RMS noise is shown obtained in 1, 2, 3 and 4 'fast' maps as well as for the 'normal' map and the average of all 5 maps is shown. The line shown has slope -1.

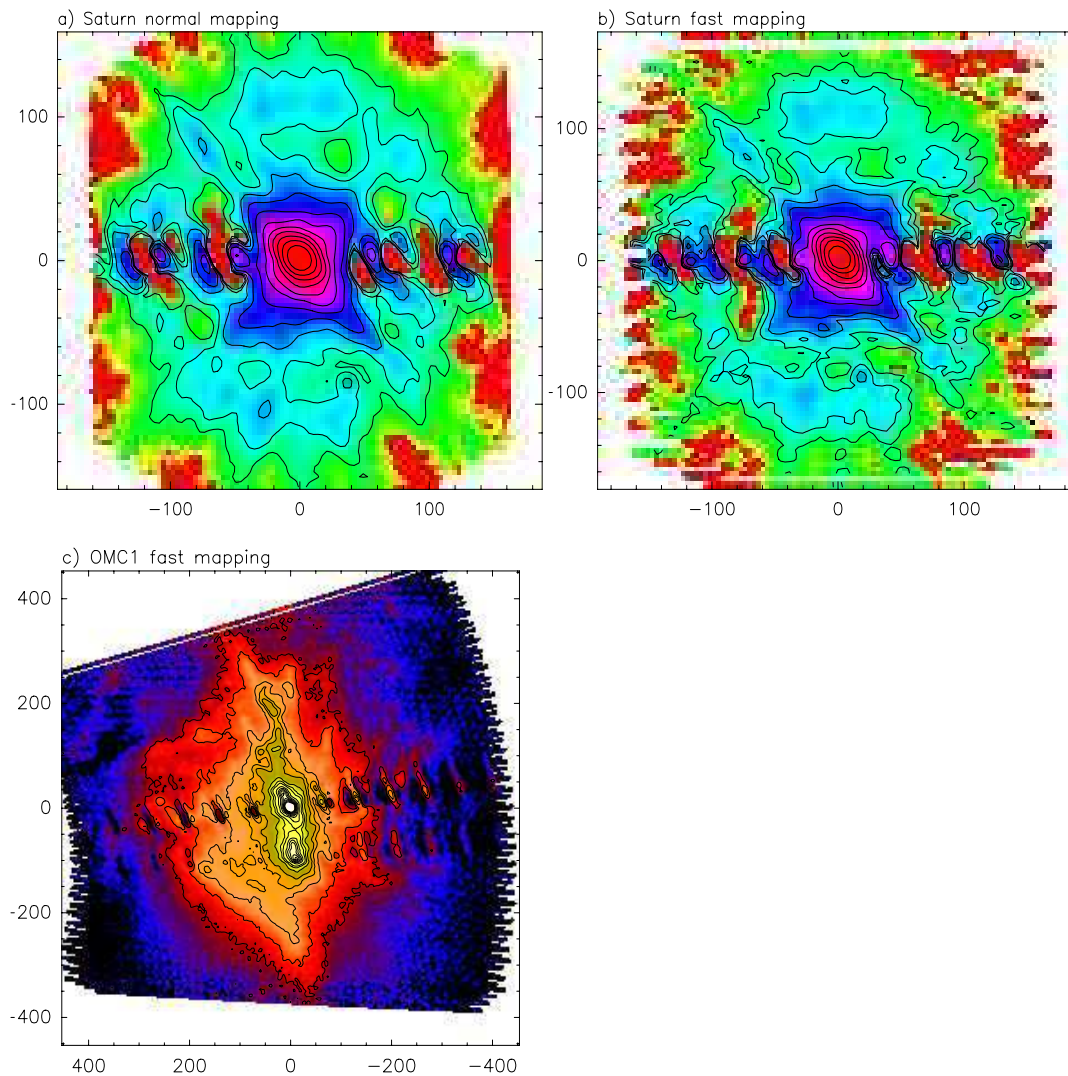


FIG. F.6 – **a** shows a ‘normal’ map and **b** a fast map of Saturn. The contour levels are 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.8, 1.6, 3.2, 6.4, 12.8, 25.6 and 50 % of the peak. Figure **c** shows a 13.5 by 10 arc minute map of Orion OMC1. The contour levels correspond to 0.5, 1, 2, 3, 4, 6, 8, 10, 15 ... 50 by 5 % of the peak brightness.

References

- [1] Teyssier D., Sievers A., 1999, IRAM Newsletter Aug 1999,
http://www.iram.es/Telescope/manuals/Report/Fast_bolo.ps
- [2] Emerson, D.T., Payne, J.M., 1995, Multi-Feed Systems for Radio-Telescopes, PASP,
 vol. 75, p. 332

Annexe G

Articles

Article I: *Infrared dark clouds from the ISOGAL survey. Constraints on the interstellar extinction curve.*

Article II: *Radio-millimetre investigation of galactic infrared dark clouds.*

Article III: *ISOCAM and molecular observations of the edge of the Horsehead nebula*