



HAL
open science

Développement de solutions compactes de spectroscopie haute performance adaptées aux matrices de bolomètres pour l'astronomie submillimétrique

Timothée Tollet

► To cite this version:

Timothée Tollet. Développement de solutions compactes de spectroscopie haute performance adaptées aux matrices de bolomètres pour l'astronomie submillimétrique. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris-Saclay, 2024. Français. <NNT : 2024UPASP109>. <tel-04808855>

HAL Id: tel-04808855

<https://theses.hal.science/tel-04808855v1>

Submitted on 28 Nov 2024

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.



HAL Authorization

Développement de solutions compactes de
spectroscopie haute performance adaptées
aux matrices de bolomètres pour l'astronomie
submillimétrique

*Development of Compact High-Performance Spectroscopy Solutions
Adapted to Bolometer Arrays for Submillimeter Astronomy*

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n°127 : astronomie et astrophysique d'Île-de-France (AAIF)
Spécialité de doctorat : Astronomie et Astrophysique
Graduate School : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche
Astronomie, Instrumentation et Modélisation
(Université Paris-Saclay, CNRS, CEA)
sous la direction de **Louis RODRIGUEZ**, directeur de recherche,
et le co-encadrement de **Vincent REVÉRET** chercheur

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 18 octobre 2024 par

Timothée TOLLET

Composition du Jury

Membres du jury avec voix délibérative

| | |
|--|-----------------------------|
| Bruno MAFFEI Professeur, Université Paris-Saclay | Président |
| Frédéric ZAMKOTSIAN Directeur de recherche, Aix-Marseille Université | Rapporteur et examinateur |
| Annie ZAVAGNO Professeure, Aix-Marseille Université | Rapporteuse et examinatrice |
| Étienne Le COARER Directeur de recherche, Université Grenoble Alpes | Examineur |
| François-Xavier DÉSERT Professeur, Université Grenoble Alpes | Examineur |
| Isabelle RIBET Directrice de recherche, Université Paris-Saclay | Examinatrice |

Titre : Développement de solutions compactes de spectroscopie haute performance adaptées aux matrices de bolomètres pour l'astronomie submillimétrique

Mots clés : Spectromètre, bolomètres, astronomie submillimétrique, interférométrie

Résumé : Cette thèse porte sur le développement de nouveaux spectromètres pour l'astronomie submillimétrique. L'étude du milieu interstellaire et de son évolution requiert aujourd'hui de nouveaux instruments de détection extrêmement sensibles et performants intégrant la photométrie, la spectroscopie et la polarimétrie. Les matrices de bolomètres de B-BOP, développées par nos équipes et héritières des détecteurs de l'instrument PACS du satellite HERSCHEL, permettent de mesurer la polarisation de la lumière au sein même des pixels. Forts de ces développements et des excellents résultats de caractérisation obtenus sur ces bolomètres, nous nous intéressons à l'ajout de la capacité spectroscopique sur le plan focal de tels détecteurs. Dans ce manuscrit, nous présentons le développement de plusieurs concepts de spectromètres de Fabry-Perot, compacts, entièrement en silicium,

permettant d'atteindre de très bonnes performances spectrales avec une efficacité inégalée. Nous étudions les caractéristiques et les performances théoriques de ces Fabry-Perot et leur capacité à se coupler à des matrices de bolomètres. En particulier, nous approfondissons les caractéristiques des miroirs multicouches de Bragg, et les performances spectrales associées pour l'interférométrie de Fabry-Perot. Nous présentons ensuite les résultats des mesures de caractérisation des premiers prototypes de ces Fabry-Perot, réalisées sur un banc optique cryogénique dédié. Enfin, nous concluons ces travaux par une étude comparative des performances observationnelles des instruments développés, en simulant leur installation sur de réels observatoires.

Title: Development of Compact High-Performance Spectroscopy Solutions Adapted to Bolometer Arrays for Submillimeter Astronomy

Keywords: Spectrometer, bolometers, submillimeter astronomy, interferometry

Abstract: This thesis focuses on the development of new spectrometers for submillimeter astronomy. The study of the interstellar medium and its evolution now requires new high-performance detection instruments that are extremely sensitive and integrate photometry, spectroscopy, and polarimetry. The B-BOP bolometer arrays, developed by our teams and inherited from the detectors of the PACS instrument on the HERSCHEL satellite, can measure the polarization of light within pixels. Building on these developments and the excellent characterization results obtained with these bolometers, we are interested in adding spectroscopic capability to the focal plane of such detectors. In this manuscript, we present the development of several concepts for compact,

all-silicon Fabry-Perot spectrometers that achieve very good spectral performance with unrivaled efficiency. We study the characteristics and theoretical performance of these Fabry-Perot spectrometers and their ability to be coupled to bolometer arrays. In particular, we take a closer look at the characteristics of multilayer Bragg mirrors and the associated spectral performance for Fabry-Perot interferometry. We then present the results of characterization measurements of the first prototypes of these Fabry-Perot spectrometers, carried out on a dedicated cryogenic optical bench. Finally, we conclude this work with a comparative study of the observational performance of the developed instruments by simulating their installation in real observatories.

Remerciements

Je remercie chaleureusement l'ensemble du jury pour leur travail et les retours constructifs sur mes travaux. Merci à Annie Zavagno et Frédéric Zamkotsian pour avoir accepté d'être rapportrice et rapporteur de ce manuscrit. Merci à Bruno Maffei pour avoir présidé ce jury et à Isabelle Ribet, Etienne Le Coarer et François-Xavier Désert pour avoir été examinatrice et examinateurs de cette thèse

Ces quatre années au sein du DAp, depuis mes premiers jours de stage jusqu'à l'écriture de ces lignes, ont été une expérience inoubliable. Une aventure scientifique enrichissante, passée aux côtés de collègues formidables qui ont largement contribué à mon épanouissement en tant que chercheur. Je tiens donc à les remercier ici du mieux que je peux.

Commençons par mon duo d'encadrants de choc, Louis R. et Vincent R. : un immense merci à vous deux pour la confiance que vous m'avez accordée dès le départ. Vous avez su être disponibles à chaque fois que c'était nécessaire tout en me laissant une grande liberté dans mon travail et dans l'orientation de mes recherches, ce dont je vous suis extrêmement reconnaissant. Louis, ce fut un plaisir et un honneur d'être sous ta direction ces trois dernières années. Tu as fait de moi un physicien, et les innombrables heures passées à « faire de la physique avec les mains » (entre autres bien des sujets) y sont pour beaucoup. Vincent, merci pour ta disponibilité et ton soutien dans toutes mes initiatives, pour tes retours toujours constructifs, qui m'ont permis d'avancer efficacement et de prendre confiance en mon travail. J'espère sincèrement que nous aurons l'occasion de continuer à collaborer dans le futur.

Je ne peux mentionner mes encadrants sans remercier Albrecht P. (je continue en français car je sais que tu comprendras parfaitement). Quel privilège d'avoir pu travailler avec un chercheur comme toi. Merci pour tout : pour ton énergie débordante, tes idées brillantes, tes conseils, ton immense expérience technique et scientifique, ta rigueur, et bien plus encore. Ton aide (hyper)active m'a été réellement précieuse. Encore merci !

Je souhaite également remercier l'équipe du DOPT au Leti, avec qui nous avons étroitement collaboré pour mettre au point les différents concepts de Fabry-Perot. Merci beaucoup, Laurent D. et Abdel A., pour le temps que vous avez consacré à nos discussions techniques sur les détecteurs et les Fabry-Perot, et merci pour votre confiance dans mes différentes idées et propositions. Merci donc à vous deux, ainsi qu'à Valérie G., Hacile K., et Gilles L., pour votre investissement et pour avoir su trouver des solutions permettant de faire avancer nos projets aussi vite que possible malgré toutes les contraintes.

Pendant cette thèse, j'ai passé un nombre incalculable d'heures sur le banc de test du FTS pour obtenir les meilleurs interférogrammes et spectres. Ces heures ont fini par payer en grande partie grâce au soutien technique de Cyrille D. Merci pour ton énergie, ta patience et pour tout le travail sur le cryostat et sur LabView qui m'a permis de réaliser mes mesures dans des conditions idéales. Merci également à Jérôme M. pour tes conseils techniques, en particulier en mécanique, en thermique et en cryogénie, ainsi que pour la bonne humeur et l'énergie que tu apportes au laboratoire, et sans oublier nos discussions sur le vélo, le vins, la bonne bouffe, et bien-sûr ton humour piquant juste comme il faut.

Merci aussi à toutes celles et ceux qui m'ont aidé de manière plus ponctuelle : merci Jean-Luc S., pour tes conseils avisés sur les Fabry-Perot et les manip cryogéniques ; merci Samuel, pour nos discussions sur l'optique et nos quelques nuits d'observation à l'OHP, et nos moments d'évasion à discuter escalade, montagne et cyclisme ; et merci Marc S. et Patrick H., pour avoir pris le temps de discuter et répondre à mes questions sur le MIS. Merci également aux collègues avec qui j'ai partagé des moments informels mais enrichissants autour d'un café ou au détour d'un couloir : merci à Eric D., Michel L., Michel B., Pascal G., Oliver B., Christian K., Vincent M., Patrick M., Clara B., Benoit H., Philippe F., et Norma H.

Cette thèse aurait eu un saveur bien différente sans toute la « team instrumentation » (les « moins de 40 ans » comme ils disent, même si certains trichent un peu). Grâce à vous, j'ai trouvé la motivation dans les moments de doute, quand j'avais l'impression que rien n'avancait. Merci donc à Aline, François, Thibault, Léna, Marin, Marion, Grégory, David, Ion, Hugo, Benjamin S., Benjamin C., Thomas C., Nathan L., et Bastien R. Un immense merci à vous qui êtes devenus bien plus que des collègues. Plus particulièrement, Diana, je ne te remercierai jamais assez pour m'avoir intégré dès mes premiers jours de stage et pour ton énergie inépuisable à faire vivre notre groupe, même quand ton dos aurait dû te clouer au fond de ton lit (voir en chaise roulante). Merci Thibault, Oh ! Grand Chef des bureaux et du lever de table, pour tous nos moments (souvent houblonnés) à discuter de science, de musique, de politique, et pour les quelques concerts, de Paris à Montréal. Merci évidemment à Marion et Léna, duo inséparable et diabolique du rez-de-chaussée, qui avez installé votre QG commérage dans notre bureau pour y passer vos pauses, vos visites journalières étaient un vrai bol d'air. Merci Hugo et au deux Benjamin, pour tous les chouettes moments au DAp et en dehors, vous avez fixé la barre des thèses instrumentales si haute, merci d'avoir ouvert la voie, j'étais ravi de partager tant de choses durant ces années de labeur avec vous, et d'assister à votre envol vers de nouveaux horizons. Enfin, un grand merci à toi, François, mon génial colocataire de bureau, éternel râleur et accumulateur de cartons en chef. Tu m'as accueilli dès mon arrivée et tu as été un précieux acolyte, que ce soit pour le soutien moral ou pour tes conseils avisés, de la cryogénie aux rouages du CEA.

Je pense également à tous les doctorants avec qui j'ai traversé ces trois années, pour les bons moments partagés et le soutien mutuel. Un grand merci et bravo pour leurs thèses aux deux Benjamin, à Achène, Nicolas, Ion, Hugo, Gavin, Felipe, Paul et à nos cher.e.s représentant et représentante des doctorant.e.s Adnan et Leila, pour leur engagement. Je

souhaite également plein de réussite pour la fin de leur thèse à Clara, Tristan, Valentin, Fabian, Lisa, Maxime, Loris, Sacha, et Léo.

Bien que je vous aie déjà mentionnés, je me dois de revenir sur vous, Achrène et Nico. Merci pour ces cinq années depuis OSAE durant lesquelles nous avons suivi le même parcours, et créé des liens qui, j'en suis sûr, perdureront. Je suis fier de vous avoir pour ami.e.s. Achrène, quel bonheur de t'avoir vu évoluer, briller et nous montrer l'exemple avec tes travaux, et d'avoir pu répondre présent quand tu en avais besoin. Nico, un immense merci, et notamment pour cette dernière année en colocation, tu as été l'acolyte parfait et on a traversé cette épreuve avec panache. Nos moments tous les trois au DAp ou autour d'une bière resteront inoubliables, vous avez été le meilleur soutien que l'on puisse espérer. Je vous souhaite la brillante réussite que vous méritez dans vos postdocs respectifs, encore merci et je sais que ce n'est que le début.

Pour finir, un grand merci à ma famille et à mes ami.e.s, qui m'ont soutenu dans cette aventure. Merci, bien sûr, à mes parents pour leur soutien inconditionnel depuis toujours dans tous mes projets, et à mes trois frères et sœurs, sur qui je sais que je pourrai toujours compter. Merci infiniment à mes colocataires successifs et surtout ami.e.s qui ont adouci et égayé mon quotidien : Enzo, Élodie, Lisa, Robin, Victor, et Nico. Et enfin, merci Chloé d'avoir été là ces six derniers mois, merci pour ta patience, ta bienveillance et ton soutien infaillible si précieux.

Table des Matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 1 |
| Chapitre 1 : Le milieu interstellaire, théâtre de la formation stellaire | 5 |
| 1.1. LE MIS : DEFINITION, COMPOSITION..... | 6 |
| 1.1.1. Description générale..... | 6 |
| 1.1.2. Les nuages moléculaires | 7 |
| 1.1.3. Résumé du cycle formation stellaire | 13 |
| 1.2. DYNAMIQUE ET FACTEURS DE LA STABILITE ET DE L'EVOLUTION DU MIS | 14 |
| 1.2.1. Gravité et turbulence | 14 |
| 1.2.2. Le champ magnétique : la troisième composante structurante du MIS..... | 15 |
| 1.2.3. Phénomènes énergétiques externes | 16 |
| 1.2.4. Autres phénomènes..... | 18 |
| 1.3. METHODES DE DETECTION DANS LE SUBMILLIMETRIQUE POUR COMPRENDRE LA PHYSIQUE DU MILIEU INTERSTELLAIRE..... | 18 |
| 1.3.1. Défis et perspectives observationnelles..... | 18 |
| 1.3.2. Spectroscopie avec la raie de refroidissement du carbone ionisé [CII] | 20 |
| 1.3.3. Déterminer le champ magnétique à l'aide de l'émission polarisée des poussières | 22 |
| 1.3.4. Détecter la polarisation du MIS pour observer les modes B du CMB..... | 23 |
| 1.4. CONCLUSION..... | 24 |
| Chapitre 2 : L'instrumentation pour l'astronomie submillimétrique | 27 |
| 2.1. DETECTER LE RAYONNEMENT IR ET SUBMILLIMETRIQUE | 28 |
| 2.1.1. Comment observer le rayonnement submillimétrique | 28 |
| 2.1.2. Les bolomètres | 34 |
| 2.1.3. Les autres technologies de détecteurs dans le submillimétrique..... | 44 |
| 2.1.4. Les nouveaux enjeux des développements de détecteur..... | 47 |
| 2.2. LES BOLOMETRES AU CEA, DE PACS A B-BOP..... | 50 |
| 2.2.1. PACS, le bolomètre à cavité quart-d'onde | 50 |
| 2.2.2. B-BOP, un imageur polarimètre | 54 |
| 2.3. VERS L'INTEGRATION D'UN SPECTROMETRE SUR LE PLAN FOCAL D'UN BOLOMETRE..... | 61 |
| 2.3.1. Spectrométrie IR et submm, état de l'art..... | 61 |

| | |
|--|------------|
| 2.3.2. Le choix des Fabry-Perot pour la future intégration sur des matrices de bolomètres..... | 71 |
| Chapitre 3 : Développement de spectromètres compacts diélectriques pour l'instrumentation dans le pixel | 73 |
| 3.1. INTERFEROMETRIE DE FABRY-PEROT, THEORIE ET PERFORMANCES | 74 |
| 3.1.1. Principe général..... | 74 |
| 3.1.2. Performance d'un Fabry-Perot idéal..... | 76 |
| 3.1.3. La finesse effective d'un Fabry-Perot non-idéal..... | 77 |
| 3.1.4. Spectrométrie multi-longueur d'onde avec un Fabry-Perot | 82 |
| 3.2. LES MIROIRS DE BRAGG..... | 83 |
| 3.2.1. Méthode de calcul électromagnétique par le formalisme des couches minces | 84 |
| 3.2.2. La réflexion de Bragg..... | 86 |
| 3.2.3. Développements originaux sur les miroirs de Bragg pour la bande 160 μm | 87 |
| 3.3. LE FABRY-PEROT A MIROIR DE BRAGG, ETUDE THEORIQUE ET APPLICATION POUR LE SUBMILLIMETRIQUE | 89 |
| 3.3.1. Détermination d'une formule théorique de la finesse d'un FP de Bragg..... | 89 |
| 3.3.2. La première preuve de concept | 95 |
| 3.3.3. Performances attendues du Fabry-Perot de Bragg en silicium | 97 |
| 3.4. FABRY-PEROT A CAVITE MICROSTRUCTUREE | 99 |
| 3.4.1. Application des méta-matériaux pour l'optique à partir de l'IR | 99 |
| 3.4.2. Les matrices de Fabry-Perot microstructurés du CEA/Leti | 100 |
| 3.5. COUPLAGE FABRY-PEROT – DETECTEUR, IMPACT SUR LA REPOSE SPECTRALE..... | 104 |
| 3.5.1. Description de l'étude | 104 |
| 3.5.2. Couplage FP de Bragg + B-BOP..... | 105 |
| 3.5.3. Couplage FP microstructuré + B-BOP | 107 |
| 3.6. CONCLUSION DU CHAPITRE | 110 |
| Chapitre 4 : Résultats expérimentaux des concepts de Fabry-Perot en silicium..... | 113 |
| 4.1. SPECTROSCOPIE : LE BANC OPTIQUE DE TEST CRYOGENIQUE..... | 114 |
| 4.2. MESURES DU FP DE BRAGG A BALAYAGE..... | 118 |
| 4.2.1. Le prototype de test | 118 |
| 4.2.2. Protocole de mesure | 123 |
| 4.2.3. Mesurer la réponse spectrale avec un FTS | 129 |
| 4.3. RESULTATS DE MESURES EXPERIMENTALES | 132 |
| 4.3.4 Conclusions préliminaires des mesures de Fabry-Perot de Bragg..... | 146 |

| | | |
|---|---|------------|
| 4.4 | PREMIERS PROTOTYPES DE FP MICROSTRUCTURES | 147 |
| 4.4.1 | Premiers prototype : le FP158 | 147 |
| 4.4.2 | Un concept hybride : le FP de Bragg microstructuré | 155 |
| 4.5 | VALIDATION DES PERFORMANCES SPECTRALES DES BOLOMETRES B-BOP | 158 |
| 4.6. | CONCLUSION ET PERSPECTIVE POUR DE FUTURS DEVELOPPEMENTS | 162 |
| Chapitre 5 : Etude des performances observationnelles des instruments développés | | 163 |
| 5.1 | PERFORMANCES INSTRUMENTALES DE B-BOP | 164 |
| 5.1.1 | Réponse et sensibilité de B-BOP..... | 164 |
| 5.1.2 | Sensibilité au rayonnement polarisé | 168 |
| 5.2 | DESCRIPTION DU MODELE D'ESTIMATION DE LA SENSIBILITE | 168 |
| 5.2.1 | Mode d'observation..... | 169 |
| 5.2.2 | Calcul de la sensibilité | 170 |
| 5.3 | LES OBSERVATOIRES CIBLES..... | 173 |
| 5.3.1 | Le télescope APEX..... | 174 |
| 5.3.2 | Le projet AtLAST | 174 |
| 5.3.3 | La plateforme stratosphérique PILOT..... | 175 |
| 5.3.4 | Le télescope spatial SPICA | 176 |
| 5.3.5 | La probe-class mission SALTUS de la NASA..... | 176 |
| 5.3.6 | Résumé des caractéristiques des cinq observatoires | 177 |
| 5.3.7 | Les deux types de plans focaux étudiés..... | 178 |
| 5.3.8 | Conditions d'observation et signal de fond | 179 |
| 5.4 | ETUDE DES PERFORMANCES OBSERVATIONNELLES | 182 |
| 5.4.1 | Cas 1 : Le photo-polarimètre B-BOP | 182 |
| 5.4.2 | Cas 2 : FP-Br HR (+FP-Br on-chip) | 185 |
| 5.4.3 | Cas 3 : FP-Br MR on-chip uniquement..... | 190 |
| 5.5 | ETUDE COMPARATIVE | 193 |
| 5.5.1 | Comparaison avec les photo-polarimètre PILOT et HAWC+ | 193 |
| 5.5.2 | Comparaison avec les spectromètres d'HERSCHEL et de SOFIA | 194 |
| 5.5.3 | Vers des plan focaux multi-spectraux à matrices uniques | 197 |
| 5.6 | CONCLUSION DU CHAPITRE..... | 197 |
| Conclusions et perspectives | | 199 |
| Annexes | | 203 |
| ANNEXE A : DERIVATION DE LA FORMULE D'AIRY D'UN FABRY-PEROT | | 203 |
| ANNEXE B : DERIVATION DES PARAMETRES DE STOKES | | 206 |

| | |
|--|------------|
| ANNEXE C : PHOTOMETRIE & POLARIMETRIE : LE BANC DE TEST CRYOGENIQUE..... | 209 |
| ANNEXE D : DERIVATION DU SNR SUR LA PUISSANCE ABSORBEE, POUR UNE SOURCE POLARISEE..... | 214 |
| Bibliographie..... | 217 |

Introduction

La compréhension de notre Univers, de son origine et de son évolution, à toutes les échelles, a toujours été intimement liée au perfectionnement des moyens d'observation astronomique. Depuis la lunette de Galilée, en passant par les télescopes de William Herschel, et jusqu'aux plus récents observatoires spatiaux tels que le James Webb Space Telescope ou encore Euclid, toutes les grandes avancées en astrophysique ont nécessité le développement d'instruments scientifiques de pointe, qui permettent aujourd'hui de détecter les signaux lumineux les plus infimes provenant des confins de l'Univers. La lumière qui parvient jusqu'à la Terre est porteuse d'informations extrêmement précieuses sur la source qui l'a émise. On est aujourd'hui capable de mesurer l'intensité d'une source (photométrie), d'analyser son spectre pour étudier une ou plusieurs longueurs d'onde spécifiques (spectroscopie), ou encore mesurer la direction préférentielle du champ électrique de l'onde lumineuse (polarimétrie). Ces différents types de données nous renseignent sur la nature et la composition des objets astronomiques observés, ainsi que sur les phénomènes physiques et chimiques qui les façonnent.

L'Univers émet des ondes lumineuses dans l'intégralité du spectre électromagnétique, des rayons X et gamma, jusqu'aux ondes radio, mais seule une partie de ce spectre nous parvient jusqu'au sol. Certaines gammes de longueurs d'onde sont absorbées par l'atmosphère, et l'observation d'un certain nombre de régions du ciel est impossible avec des télescopes terrestres. Il a fallu attendre la deuxième moitié du 20^e siècle pour voir se développer les premiers télescopes spatiaux, ou embarqués sur des ballons stratosphériques ou des plateformes aéroportées, ouvrant alors la voie à de nouveaux domaines de l'astrophysique. C'est le cas de l'étude du milieu interstellaire, qui désigne les régions obscures et froides entre les étoiles de nos galaxies. Ces régions sont constituées de nuages de gaz et de poussière, et sont le théâtre des processus physiques et chimiques conduisant à la formation des futures étoiles, et de leur cortège planétaire. Pour étudier ces processus, il faut observer le ciel dans les longueurs d'onde submillimétriques, entre l'infrarouge et les ondes radio. Ce domaine de l'astrophysique a connu des avancées majeures à partir des années 2010, avec notamment les résultats d'observation du télescope spatial Herschel. Equipé de spectromètres et d'imageurs, il a cartographié de manière inédite le milieu interstellaire et ses structures, ouvrant de nouvelles questions, et préparant le terrain pour de futures missions.

Dans la continuité des développements de l'instrument PACS sur le satellite Herschel, dont les détecteurs bolométriques sont nés de la collaboration avec les équipes du CEA/Leti, un nouveau type de bolomètres a été mis au point par nos équipes. En effet,

plus de 10 ans après PACS, le détecteur B-BOP intégrant la sensibilité à la polarisation de la lumière dans les pixels a été conçu pour le projet de mission SPICA. La miniaturisation des fonctions instrumentales est un vrai défi pour les futurs instruments spatiaux, dans la mesure où cela permettrait de vrais gains en masse, en volume, en simplicité d'intégration, ou encore en performances thermiques.

C'est dans ce contexte d'intégration de nouvelles fonctionnalités instrumentales au plus près des pixels des détecteurs que se situe cette thèse. Nous nous intéressons plus particulièrement au développement de la capacité spectroscopique sur le plan focal de détecteurs tels que B-BOP. De précédents travaux ont posé les bases d'un nouveau concept de spectromètre de Fabry-Perot compact en silicium pour l'astronomie submillimétrique. Dans ce manuscrit, nous présentons les travaux qui ont mené à l'aboutissement de la preuve de concept de ce nouveau Fabry-Perot, et nous décrivons le développement de nouvelles solutions innovantes et compactes de spectromètres de Fabry-Perot très performants, dédiés aux matrices de bolomètres refroidis.

Ce manuscrit débute par une présentation des différents processus en jeu menant à la formation des étoiles dans le milieu interstellaire, ainsi que des questions encore ouvertes qui motivent le développement de nouveaux instruments de détection.

Nous poursuivons, dans le chapitre 2, avec un aperçu des instruments existants et permettant la détection du rayonnement submillimétrique. Nous passons en revue les différentes technologies de détecteurs, en nous attardant sur les bolomètres. Nous détaillons le fonctionnement des bolomètres de B-BOP et leurs pixels novateurs, sensibles à la polarisation. Puis, pour introduire l'ajout de la fonction spectroscopique dans ces pixels, et les développements présentés dans les chapitres suivants, nous faisons un état de l'art des différents spectromètres pour l'astronomie dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique.

Le chapitre 3 présente les aspects théoriques des Fabry-Perot développés durant cette thèse. Nous commençons par décrire les principes de l'interférométrie de Fabry-Perot ainsi que ses performances spectroscopiques, puis nous décrivons les caractéristiques des deux types de Fabry Perot que nous avons conçus : les Fabry-Perot à miroirs de Bragg et les Fabry-Perot microstructurés. Ce chapitre a notamment été l'occasion de développer une nouvelle formule précise de la résolution des Fabry-Perot à miroirs de Bragg. Enfin nous terminons ce chapitre par étudier l'impact de l'intégration d'un spectromètre de Fabry-Perot sur un plan focal de bolomètres, sur les performances spectrales du système couplé.

Dans le chapitre 4, nous décrivons la conception des premiers prototypes des Fabry-Perot décrits dans le chapitre 3. Nous présentons les différentes mesures spectrales cryogéniques sur nos spectromètres, les résultats obtenus et leur interprétation.

Enfin, nous concluons ce manuscrit par la mise en perspective des développements instrumentaux réalisés au cours de cette thèse. Le chapitre 5 présente une étude comparative des performances observationnelles des détecteurs de B-BOP et des spectromètres de Fabry-Perot que nous avons conçus, si nous les intégrions dans des instruments sur des télescopes existants ou en cours de conception.

Chapitre 1 : Le milieu interstellaire, théâtre de la formation stellaire

Contenu

| | | |
|----------|--|----|
| 1.1. | LE MIS : DEFINITION, COMPOSITION..... | 6 |
| 1.1.1. | Description générale..... | 6 |
| 1.1.2. | Les nuages moléculaires..... | 7 |
| 1.1.3. | Résumé du cycle formation stellaire..... | 13 |
| 1.2. | DYNAMIQUE ET FACTEURS DE LA STABILITE ET DE L'EVOLUTION DU MIS | 14 |
| 1.2.1. | Gravité et turbulence | 14 |
| 1.2.2. | Le champ magnétique : la troisième composante structurante du MIS..... | 15 |
| 1.2.3. | Phénomènes énergétiques externes..... | 16 |
| 1.1.3.1. | La rétroaction stellaire..... | 16 |
| 1.1.3.2. | Les AGN..... | 17 |
| 1.2.4. | Autres phénomènes..... | 18 |
| 1.3. | METHODES DE DETECTION DANS LE SUBMILLIMETRIQUE POUR COMPRENDRE LA PHYSIQUE DU MILIEU INTERSTELLAIRE..... | 18 |
| 1.3.1. | Défis et perspectives observationnelles | 18 |
| 1.3.2. | Spectroscopie avec la raie de refroidissement du carbone ionisé [CII]..... | 20 |
| 1.3.3. | Déterminer le champ magnétique à l'aide de l'émission polarisée des poussières | 22 |
| 1.3.4. | Détecter la polarisation du MIS pour observer les modes B du CMB..... | 23 |
| 1.4. | CONCLUSION..... | 24 |

Loin d'être un espace inerte, le milieu interstellaire est le théâtre de phénomènes physiques et chimiques intenses, jouant un rôle déterminant dans l'évolution des galaxies. Découvrir ses secrets, c'est percer le voile sur les processus fondamentaux de la formation et de l'évolution des grandes structures de notre Univers. Ces dernières décennies, de grandes missions d'observation ont révélé quelques-uns de ces grands mystères, ouvrant la voie à de futurs instruments d'observation extrêmement puissants qui vont sonder la matière cosmique et son évolution avec une précision inégalée. Dans ce premier chapitre, nous allons décrire la composition du milieu interstellaire, les principaux phénomènes impliqués dans sa structuration et son évolution, et dégager les grandes questions encore en suspens qui constituent un défi pour les astronomes et les équipes instrumentales.

1.1. LE MIS : DEFINITION, COMPOSITION

1.1.1. Description générale

Le milieu interstellaire (MIS) désigne, comme son nom l'indique l'espace entre les étoiles d'une galaxie. Il est constitué de matière baignant dans un champ magnétique et parcourue de particules relativistes très énergétiques, appelées rayons cosmiques. Dans notre Voie Lactée, cette matière compte pour près de 15% de la masse baryonique totale du disque galactique, et est concentrée autour des bras spiraux de la galaxie. Elle joue le rôle de carburant dans les processus de formation des futures étoiles. Le milieu interstellaire est composé à 99% de gaz, principalement d'hydrogène (70% de la masse) et d'hélium (28%). Le pourcent restant est contenu dans les grains de poussière, dont les tailles varient de quelques nanomètres à environ 0.1 μm . La turbulence à laquelle le gaz interstellaire est sujet ainsi que le champ magnétique et sans doute dans une moindre mesure, les rayons cosmiques influencent la répartition de la matière à toutes les échelles et contrebalancent les effets de la force gravitationnelle. En retour, la matière tend à confiner le champ magnétique et les rayons cosmiques dans la galaxie, tandis que les mouvements turbulents amplifient ce champ et donc l'accélération des rayons cosmiques. Cet équilibre instable donne lieu à des processus physiques extrêmement complexes, conduisant la matière à se condenser dans des régions où les conditions physiques sont réunies pour former de nouvelles étoiles.

Le milieu interstellaire est un milieu globalement très diffus (1 particule par cm^3 en moyenne) et froid (quelques dizaines de Kelvin) mais les conditions de densité, de pression et de température varient fortement selon les régions. Une grande partie de la matière du MIS est concentrée dans les noyaux denses des nuages, représentant entre 1 et 2% de leur volume. C'est au cœur de ces noyaux qu'a lieu la formation des nouvelles étoiles. Le reste de la matière interstellaire est dispersé entre les nuages et

existe sous forme gazeuse et de manière très diffuse. Le gaz et la poussière sont chauffés par des photons stellaires, des rayons X ou des rayons cosmiques grâce à des effets photoélectriques et de photo-ionisation. En conséquence, le MIS devient stratifié en fonction de la profondeur de pénétration optique du champ de rayonnement à travers le nuage. Les astronomes ont choisi de décrire cette morphologie en fonction de l'état de l'hydrogène : ionisé, neutre atomique ou moléculaire :

- **Les milieux ionisés chauds :**

- Le WIM (pour *Warm Ionised Medium*) est un milieu chaud (environ 10^4 K) et partiellement ionisé par le rayonnement ultraviolet des étoiles chaudes (principalement de types O et B). Il est principalement composé d'atomes d'hydrogène ionisé HII à une densité de 0.1 à 1 cm^{-3} .
- Le HIM (pour *Hot Ionised Medium*) est encore plus chaud ($> 10^5$ K), moins dense ($n < 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$) et entièrement ionisé. Il représente le gaz coronal issu des restes de supernovæ.

- **Le milieu neutre chaud** (WNM, pour *Warm Neutral Medium*), principalement composé d'atomes d'hydrogène, représente environ 40% du volume du MIS. Sa température est de l'ordre de 10^4 K et sa densité est de l'ordre de 0.1 particule par cm^3 (Tielens, 2005)

- **Le milieu neutre froid** (CNM, pour *Cold Neutral Medium*). Milieu également composé de gaz atomique, mais plus froid ($T < 100$ K) et bien plus dense ($n \sim 30 \text{ cm}^{-3}$), et ne représentant qu'un pourcent du volume du MIS.

- **Le milieu moléculaire dense.** Il s'agit des nuages moléculaires au sein du CNM dans lesquels a lieu la formation stellaire. Ils n'occupent qu'une infime partie du volume du MIS mais par leur densité ($n > 10^3 \text{ cm}^{-3}$), ils contiennent la majorité de sa masse. La température de ces nuages peut descendre jusqu'à 10 K.

1.1.2. Les nuages moléculaires

Structure et composition des nuages moléculaires

Une grande partie des étoiles se forment dans les régions les plus denses du CNM, là où par l'accumulation de matière, la densité est la plus forte et la température la plus basse. Ces grands complexes que l'on appelle nuages moléculaires sont opaques au rayonnement UV ionisant et sont donc essentiellement composés de H_2 moléculaire. Seulement 1% de sa masse provient d'autres molécules ou ions, tels que CO, NH_2 , HCO^+ , O_2 ou encore H_2O , ainsi que des grains de poussière composés d'éléments plus lourds comme des silicates, des graphites, ou des grandes molécules carbonées appelées hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH). Les molécules de gaz se

forment plus facilement à la surface de ces grains de poussière, qui agissent comme un catalyseur, puis s'évaporent. La formation de ces molécules est facilitée par les basses températures. Cela favorise, de même, la formation stellaire car la gravitation prend le dessus sur les forces de pression du gaz, ce mécanisme est appelé instabilité de Jeans (Jeans, 1902).

La première observation des nuages moléculaires est attribuée à Herschel en 1785 (Herschel, 1785), mais il avait alors expliqué ces zones dans la galaxie comme des régions dépourvues d'étoiles. Ce n'est finalement qu'en 1948 que ces nuages ont été associées aux zones de formations stellaires (Bok, 1948). En effet les grains de poussière absorbent une partie des rayonnement UV et visible des étoiles en arrière-plan ce qui les rend invisible dans ces longueurs d'onde. Cette extinction est accompagnée d'une réémission de l'énergie absorbée dans les longueurs d'onde plus grandes, de l'infrarouge jusqu'au millimétrique, comme illustré sur l'image de la galaxie d'Andromède en figure 1.1.

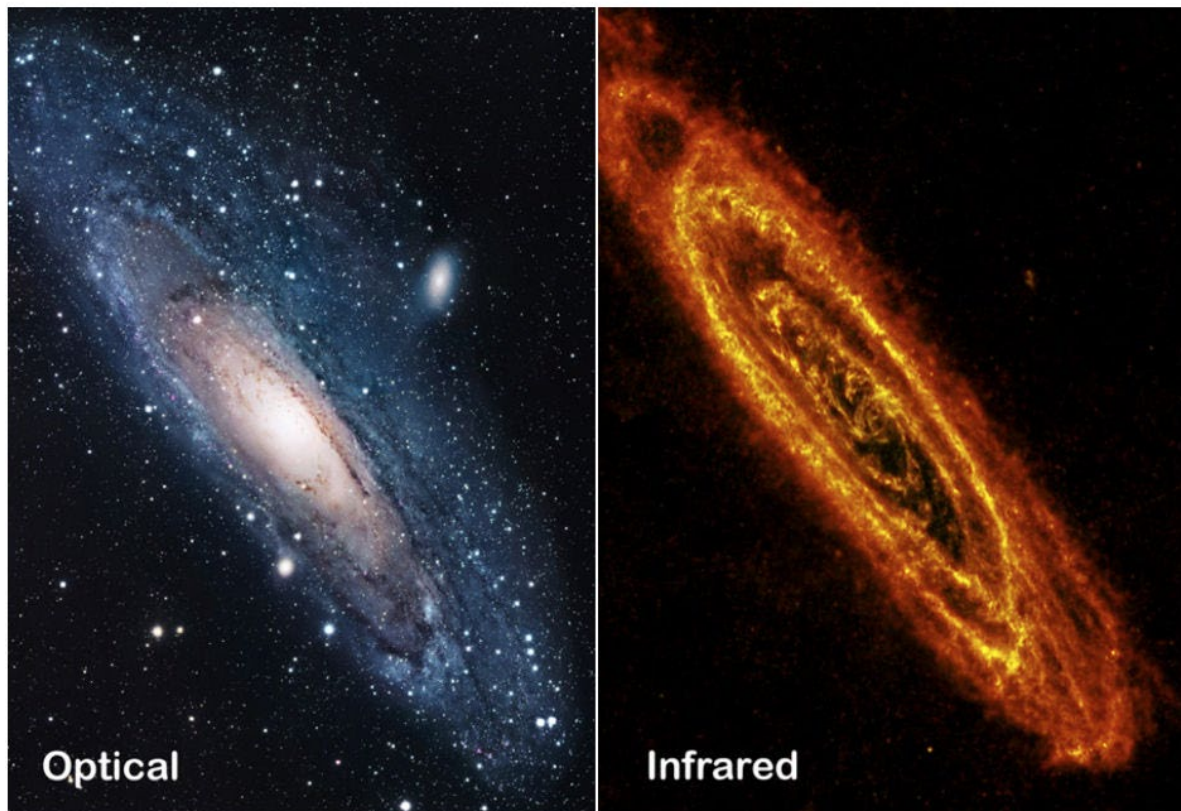


FIGURE 1.1 : Galaxie d'Andromède (M31). A gauche : image dans le visible (Crédit image : Robert Gendler). A droite : image dans l'infrarouge, à $250 \mu\text{m}$ (ESA/Herschel/SPIRE). L'image dans le visible met en évidence les étoiles brillantes de la galaxie tandis que celle dans l'infrarouge montre le rayonnement thermique des poussières froides.

La signature spectrale de l'émission dépend du type de grains, de leur taille et de leur abondance. En analysant les spectres d'émission des nuages interstellaires, on peut ainsi étudier leur structure et leur composition chimique. La figure 1.2, issue de

(Galliano, et al., 2018), présente le modèle de la distribution spectrale d'énergie (SED) typique d'une galaxie similaire à la Voie Lactée. On y voit les nombreuses raies des grains de poussière entre 3 et 20 μm . Leur forme est également importante dans la mesure où les grains allongés émettent un rayonnement polarisé dans le sens de leur alignement, et comme nous le verrons dans la partie suivante, la détection de ces émissions polarisées permet de comprendre l'orientation du champ magnétique présent dans ces régions du MIS.

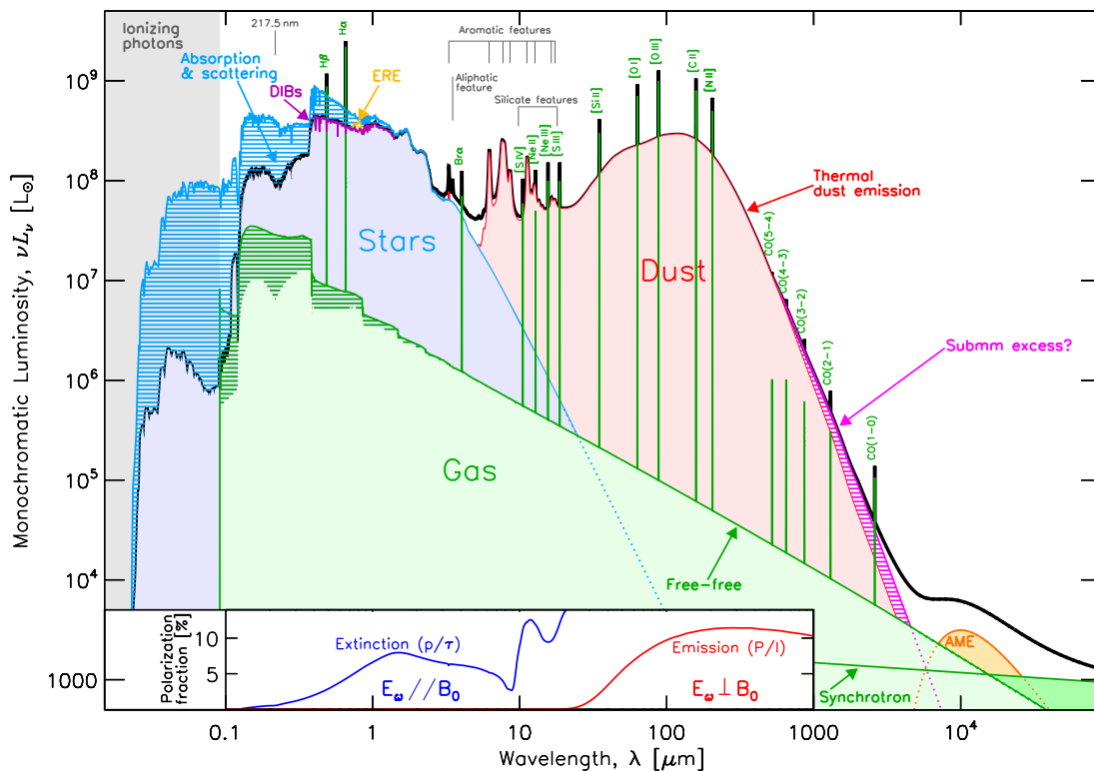


FIGURE 1.2 : Distribution spectrale de l'énergie (SED) d'une galaxie typique de type tardif, extrait de (Galliano, et al., 2018). La zone hachurée en bleu montre la puissance absorbée par la poussière. Sont affichés les spectres typiques de la bande interstellaire diffuse (DIB), de l'émission rouge étendue (ERE) et de l'anomalie d'émission micro-onde (AME), avec les lignes de gaz les plus pertinentes. L'encadré montre le modèle de l'émission polarisée de (Guillet, et al., 2018).

Il a été montré que ces grains de poussière sont majoritairement abondants dans les régions les plus denses des nuages moléculaires (Draine & Lee, 1984). Ce sont des zones où le gaz se densifie jusqu'à s'effondrer et enclencher la formation d'une protoétoile. L'observation spectroscopique dans l'infrarouge lointain permet de sonder la structure, la dynamique et la distribution à large échelle du gaz de ces régions. Mais cela est cependant rendu difficile par le fait que l'hydrogène moléculaire n'est pas directement observable. C'est en effet un composant qui ne comporte que très peu de moment dipolaire et dont les transitions se trouvent donc en dehors des bandes observables. Il est alors nécessaire de trouver d'autres traceurs du gaz moléculaire interstellaire. La température du MIS se situe en moyenne autour de 30 K. A cette température, l'émission du continuum est suffisamment faible pour observer des raies

d'émission de certaines espèces moléculaires. C'est le cas notamment du CO, une des molécules les plus abondantes dans ces régions. Ses raies de transitions rotationnelles sont comprises entre 0.5 et 2.6mm, ce qui en fait un des traceurs privilégiés. On voit sur la figure 1.2 qui représente la distribution d'énergie du rayonnement présent dans le MIS, qu'un certain nombre d'autres raies d'émission du gaz se détachent du continuum permettant de tracer les différents processus physico-chimiques du MIS. Citons le carbone ionisé (CII) à 158 μm que nous évoquerons plus tard, qui permet de tracer le gaz ionisé, le gaz froid et de caractériser les régions de photodissociation (PDR). Ces régions sont situées à la surface des nuages, où le rayonnement UV dissocie les molécules de gaz, mais n'est pas assez énergétique pour ioniser l'ensemble du nuage.

La formation stellaire dans les nuages moléculaires

Les nuages moléculaires peuvent être classés en trois types selon leurs tailles et leur propriétés physiques, entre les GMCs (pour *Giant Molecular Clouds*) les MCs (pour *Molecular Clouds*) et les amas de formation stellaire et globules de Bok, tels quel décrit dans le tableau en figure 1.3.

| | Nuages Moléculaires Géants (GMCs) | Nuages Moléculaires (MCs) | Amas de formation stellaire Globules de Bok |
|--|--------------------------------------|------------------------------|--|
| Taille (pc) | 10-60 | 2-20 | 0.1-2 |
| Densité ($[n_{\text{H}_2}]/\text{cm}^3$) | 50-500 | 10^2 - 10^4 | 10^3 - 10^5 |
| Masse (M_{\odot}) | 10^4 - 10^6 | 10^2 - 10^4 | 1-100 |
| Température (K) | 7-15 | 10-30 | 10-30 |
| Extinction A_V (mag) | 3-10 | 5-20 | 10-100 |

FIGURE 1.3 : Propriétés physiques des nuages interstellaires, adaptées de (Mac Low & Klessen, 2004) et (Berin & Tafalla, 2007)

Ces différences de propriétés entre les différents nuages influent sur leur sensibilité aux flux et rayonnements énergétiques, et ainsi sur leur capacité à former efficacement de nouvelles étoiles. Par exemple, à la différence des MCs ou des GMCs, les globules de Bok (figure 1.4) sont des nuages très peu étendus et très denses, comportant une grande quantité de poussières interstellaires. Ils sont souvent isolés au sein ou en marges des zones de formation d'étoiles, s'affranchissant ainsi de la contamination lumineuse d'étoiles massives ou de nébuleuses, et s'affranchissant également d'une partie des perturbations par d'autres phénomènes environnants tels que les supernovæ ou les vents stellaires. Cela en fait en fait donc des cibles idéales pour sonder les processus initiaux de la formation stellaire ainsi que la structure fine des nuages.

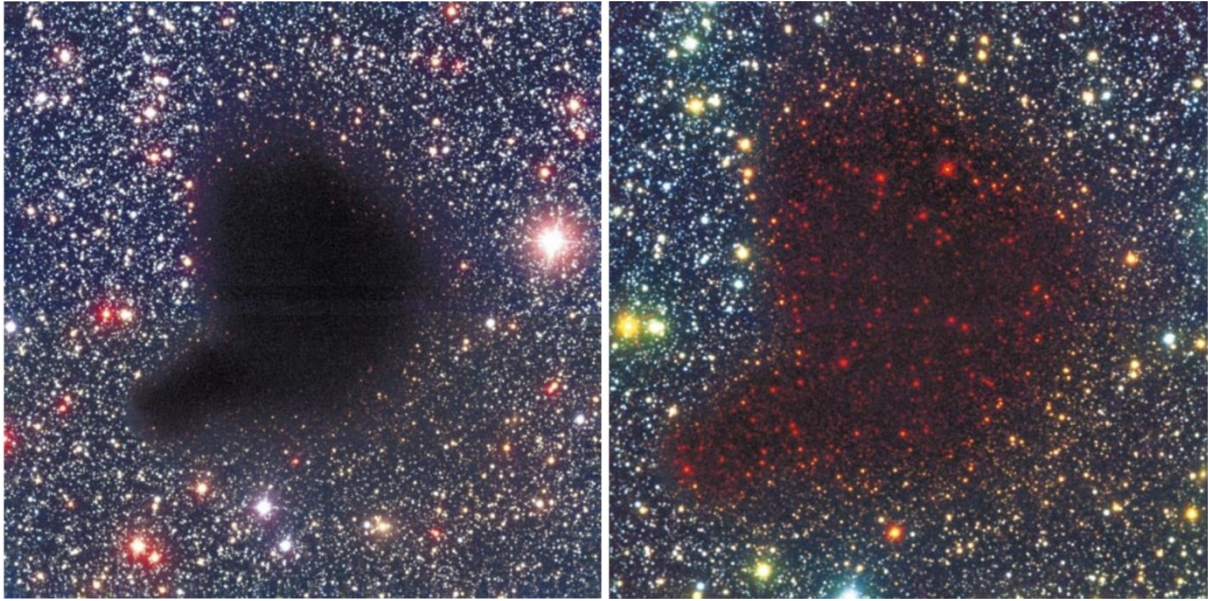


FIGURE 1.4 : Images du nuage moléculaire sombre Barnard 68. A gauche, dans le visible (à la limite de l'IR) en bande B,V,I, prise avec le Very Large Telescope (VLT) de l'ESO. A ces longueurs d'onde optiques, le nuage est complètement opaque en raison de l'extinction de la lumière des étoiles en arrière-plan, causée par les grains de poussière interstellaire. A droite, dans le proche infrarouge, en bande K combinée avec les bandes B et I, prise par le New Technology Telescope (NTT) de l'ESO. Dans le proche infrarouge, le nuage devient transparent et les étoiles situées derrière le nuage apparaissent clairement à l'image (extrait de (Alves, et al., 2001)).

Les bras galactiques, dans lesquels se trouvent les régions de formation stellaire, sont parcourus par des ondes de densité qui compressent le gaz et qui sont le théâtre d'échanges intenses de matière et de rayonnements ionisants entre les étoiles jeunes en formation et le MIS. Ces conditions sont propices à créer des instabilités au sein des nuages et à provoquer l'effondrement de la matière, initiant ainsi la formation de nouvelles étoiles.

Jusqu'aux années 1970, le scénario admis était celui d'un effondrement gravitationnel global de la matière des nuages moléculaires. Cependant, il a été montré que cela engendrerait un taux de formation stellaire beaucoup plus élevé que celui observé (Zuckerman & Palmer, 1974). Depuis une vingtaine d'années, nous savons que la matière du MIS est organisée en structures filamentaires à grandes échelles jusque dans les cœurs denses des nuages. Ces filaments ont été observés pour la première fois par la détection de la raie moléculaire du CO en 1987 (Bally, et al., 1987), puis caractérisées en profondeur par des observations dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique dans les décennies suivantes. La mission spatiale Herschel a permis de grandes avancées dans la caractérisation de ces filaments avec des observations d'une précision inédite (André, 2012), dont un exemple est montré en figure 1.5. Les travaux qui ont suivis ont conclu que l'ensemble des filaments avaient une largeur fixe caractéristique de 0.10 ± 0.06 pc (Arzoumanian, et al., 2011) et (Arzoumanian, et al., 2019), mais ces résultats sont aujourd'hui controversés (Panopoulou, et al., 2022). De nouvelles observations plus résolues spatialement sont nécessaires pour élucider ce

point. La mission Herschel a également mis en avant la généralisation de ces structures filamenteuses dans tout le MIS.

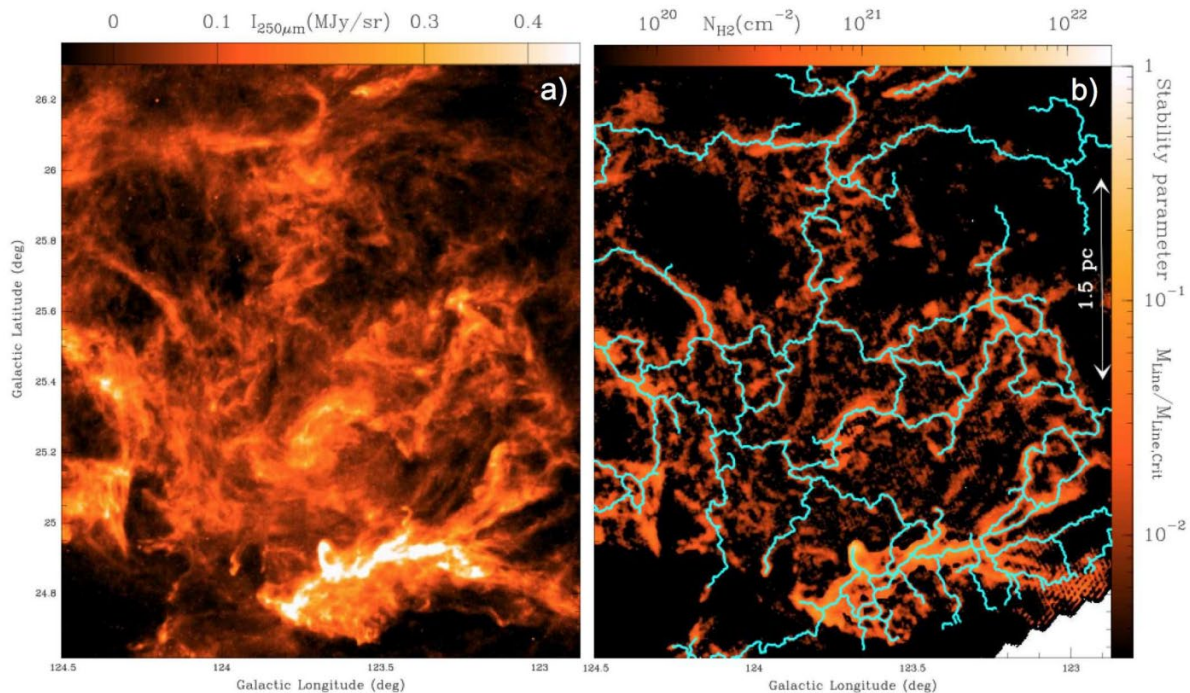


FIGURE 1.5 : (a) Carte de continuum de poussière Herschel/SPIRE 250 μm d'une partie du nuage translucide de l'éruption de Polaris. (b) Carte correspondante de la densité de colonne dérivée des données Herschel sur laquelle les filaments ont été renforcés en bleu clair par un algorithme dédié (extrait de (André, 2012)).

Aujourd'hui, le scénario le plus probable menant à la formation stellaire est celui d'un effondrement en cascade, causé par la gravité ainsi que par des compressions supersoniques issues de la turbulence interne des nuages et conduisant à la formation de structures filamenteuses où la matière est condensée et drainée vers des nœuds. Au niveau de ces nœuds du réseau, la matière s'accumule jusqu'à s'effondrer, déclenchant ainsi les processus internes d'accrétion et de fusion nucléaire, allumant des protoétoiles, qui deviendront des étoiles. Cette théorie est corroborée par le fait que l'orientation et la distribution des cœurs denses des nuages suivent de près les réseaux de filaments (Bate, et al., 2003). L'origine exacte et la stabilité des filaments interstellaires sont aujourd'hui encore débattues. La gravité, le champ magnétique et la turbulence sont très certainement à l'origine de la formation des filaments interstellaires, mais un certain nombre d'autres phénomènes physiques entrent en jeu dans la formation et l'organisation de ces structures fines et dont on ne connaît pas le rôle exact. Par ailleurs, le rôle du champ magnétique dans l'accrétion et le drainage de la matière le long des filaments est encore mal caractérisé. De nombreux modèles proposant divers scénarii existent, et il est nécessaire, pour les contraindre, d'obtenir des données d'observation encore plus fines de ces zones de formation stellaire.

1.1.3. Résumé du cycle formation stellaire

Le milieu interstellaire est le théâtre permanent d'échanges de matière et d'énergie entre les nuages de gaz et de poussière et les étoiles environnantes. Les jeunes étoiles, formées au sein des noyaux denses des nuages moléculaires, chauffent et ionisent le gaz environnant, créant ainsi de nouvelles régions HII. Ces régions HII sont caractérisées par de grandes quantités d'hydrogène ionisé et peuvent être observées comme des zones de forte émission en raison de la recombinaison des protons et des électrons.

Au cours de leur vie, les étoiles peuvent subir des événements intenses qui éjectent d'importantes quantités de matière dans le milieu interstellaire. Par exemple, les étoiles de faible masse, devenant des géantes rouges, éjectent leur enveloppe riche en éléments lourds sous forme de nébuleuses planétaires, enrichissant ainsi la chimie du milieu environnant. Ces nébuleuses planétaires contiennent des éléments comme le carbone, l'azote, et l'oxygène, qui sont cruciaux pour la formation de nouvelles molécules dans le MIS.

Les étoiles de grande masse, quant à elles, terminent leur vie en explosant en supernovæ. Ces explosions émettent un rayonnement énergétique intense qui ionise le gaz environnant, et éjectent une grande quantité de matière, enrichissant le MIS d'éléments lourds créés par nucléosynthèse, tels que le fer, le nickel, et des éléments encore plus lourds. Les ondes de densité générées par ces explosions peuvent comprimer les nuages moléculaires voisins, rompant ainsi la stabilité de ces régions denses et favorisant l'effondrement.

Les chocs entre la matière éjectée par les étoiles et les particules des régions denses du milieu interstellaire permet également d'enrichir le MIS en créant de nouvelles molécules par agrégation ou ionisation. En effet, les interactions entre les différents composants du MIS, y compris les grains de poussière et les molécules complexes, jouent un rôle crucial dans la chimie de l'espace, formant des composés complexes comme les PAH et les glaces interstellaires.

L'évolution de la matière dans le MIS (schématisé en figure 1.6) est un cycle continu de formation, d'évolution et de destruction, alimenté par des interactions entre la matière et l'énergie. Les principales espèces chimiques du MIS proviennent des processus nucléaires au cœur des étoiles et d'événements intenses comme les explosions de supernovæ, enrichissant constamment le milieu interstellaire en éléments plus lourds. Ce cycle assure la régénération des réservoirs de matière du MIS, favorisant la formation continue de nouvelles étoiles et planètes, et maintient la dynamique évolutive des galaxies.

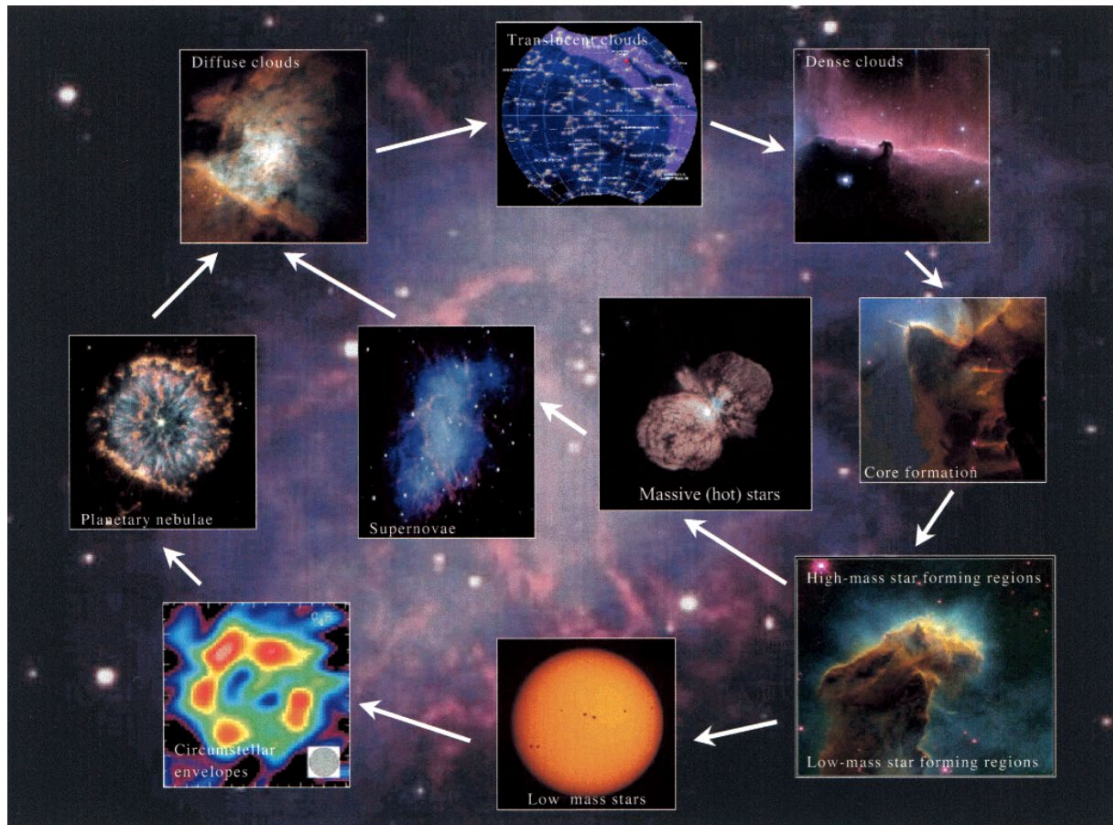


FIGURE 1.6 : Résumé schématique du cycle de la matière dans le milieu interstellaire (extrait de (Kaiser, 2002)).

1.2. DYNAMIQUE ET FACTEURS DE LA STABILITÉ ET DE L'ÉVOLUTION DU MIS

On s'intéresse maintenant aux différentes forces et phénomènes physiques rapidement évoqués plus haut en passant en revue quelques-uns des processus qui entrent en jeu dans la stabilité des régions de formation stellaire et qui peuvent être responsables du déclenchement des processus d'effondrement et d'accrétion de la matière.

1.2.1. Gravité et turbulence

Au sein des nuages du milieu interstellaire, la gravité d'un nuage moléculaire donné, qui dépend de la masse et de la densité du nuage, conduit la matière à se condenser et à s'accréter. Si elle est suffisamment importante par rapport aux forces internes des nuages, elle peut provoquer un effondrement du nuage. Au contraire, les mouvements turbulents induisent une pression interne et ont tendance à disperser le gaz et donc à contrer l'effondrement gravitationnel. La turbulence dans le MIS est présente à toutes les échelles, de quelques unités astronomiques à des centaines de parsecs. Elle est causée principalement par des événements extérieurs (réaction stellaire, explosions de supernovæ, etc.). Les mouvements turbulents se propagent vers les échelles plus petites, fragmentant et structurant les nuages en réseaux filamenteux, jusqu'à être

dissipée aux très petites échelles par les collisions entre particules. Du fait de la basse température des nuages, ces mouvements turbulents sont supersoniques et fortement anisotropes, et contrebalancent la force de gravité rendant ainsi les nuages stables parfois sur de très longues périodes. On considère que la turbulence régule la formation stellaire car elle joue un rôle double. D'une part, en étant à l'origine de la structure filamentaire du MIS, elle favoriserait la formation de cœurs denses et donc d'étoiles. D'autre part, elle peut aussi disperser le gaz et empêcher un effondrement trop rapide des nuages moléculaires, modulant ainsi le taux global de formation stellaire (Elmegreen & Scalo, 2004). La stabilité du MIS est également due à l'action d'autres forces que l'on évoquera dans les sections suivantes, mais au premier ordre, on peut étudier uniquement la gravité et la pression interne du système pour évaluer les paramètres critiques menant à l'effondrement de la matière. Du fait du lien étroit qui existe entre ces deux forces dans le MIS, on les associe parfois en un phénomène unique responsable de la stabilité des nuages moléculaires que l'on nomme « gravo-turbulence » (Klessen & Hennebelle, 2010).

La nature chaotique de la turbulence est responsable de la structuration multi-échelle des nuages moléculaires, avec des fragments de toutes tailles et masses, influençant ainsi la distribution des cœurs denses et donc la répartition de la masse stellaire dans la galaxie.

1.2.2. Le champ magnétique : la troisième composante structurante du MIS

Avec la gravité et la turbulence, le champ magnétique est l'une des trois composantes principales responsables de la formation, de l'évolution et de la stabilité des structures filamentaires du milieu interstellaire. L'origine des champs magnétiques primordiaux à la base des champs dans le MIS est encore discutée. On sait que le champ magnétique est amplifié par le processus de dynamo galactique. Cela signifie qu'il est alimenté par la turbulence du gaz et amplifié par certains phénomènes provoquant des chocs, des compressions locales ou encore des phénomènes d'induction magnétique créés par les mouvements différentiels du gaz et des étoiles. Mais le détail exact de l'efficacité de ces processus n'est pas entièrement déterminé.

Comme nous l'avons décrit, la structure filamentaire des nuages moléculaires est liée à la force de gravité couplée à la turbulence, mais les champs magnétiques jouent également le rôle de stabilisateurs. Ces champs, qui sont de l'ordre de quelque μG dans la phase diffuse, montant jusqu'à la centaine de μG dans les nuages denses et jusqu'au mG dans les zones de formation stellaire, fournissent une pression magnétique qui agit comme un soutien au gaz contre les instabilités gravitationnelles. Cela aurait pour effet de réduire la fragmentation des filaments et donc de créer des cœurs denses moins nombreux mais plus massifs (Hennebelle & Inutsuka, 2019).

Par ailleurs, les observations de la mission Planck et plus récemment SOFIA avec l'instrument HAWC+ ont permis de mettre en évidence que les lignes de champ magnétique sont alignées perpendiculairement aux filaments (voir figure 1.7). Cela signifierait que les forces magnétiques induites comprimeraient le gaz radialement dans ces filaments, favorisant ainsi l'accrétion de la matière dans ces structures (André, et al., 2019). Cependant, ce champ a tendance à freiner la turbulence dans les nuages moléculaires, stabilisant de cette manière le gaz et fluidifiant le drainage de la matière vers les noyaux denses du réseau. Les observations, et en particulier celles du télescope spatial Herschel, ont permis de comprendre la généralisation des structures filamentaires dans le MIS et d'en observer les détails avec une grande précision. Ces observations ne sont cependant pas assez précises pour sonder les processus en cours à l'intérieur des filaments interstellaires, ni les conditions des interactions entre gravité, turbulence et champ magnétique qui sont très peu connues dans ces structures denses et très complexes. Plusieurs hypothèses basées sur des simulations magnéto-hydrodynamique (MHD) proposent un rôle plus ou moins important du champ magnétique sur les processus internes aux filaments, mais trop peu de données observationnelles permettent actuellement de contraindre ces modèles.

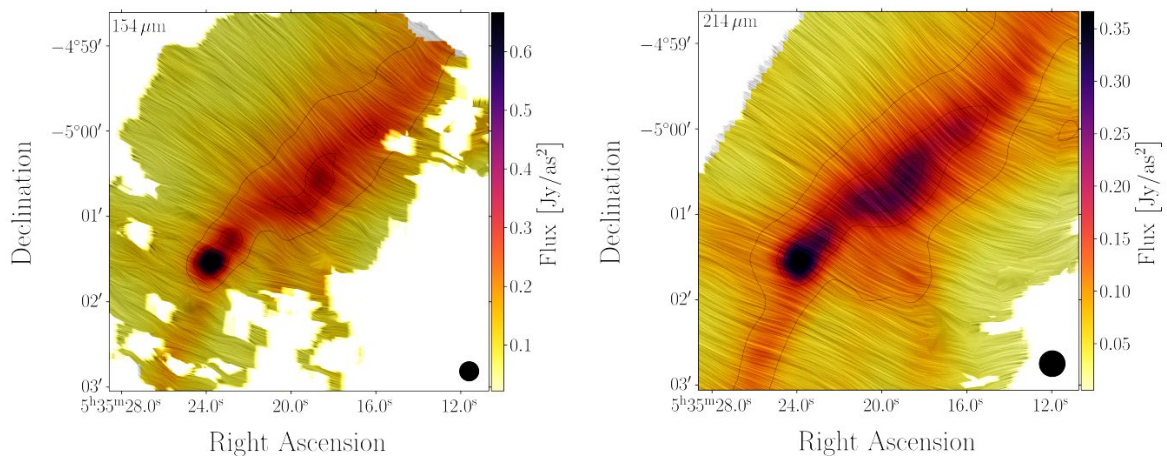


FIGURE 1.7 : Cartes d'intensité SOFIA/HAWC+ de la structure filamentaire OMC-3 à $154 \mu\text{m}$ (à gauche) et $214 \mu\text{m}$ (à droite). Sur laquelle sont superposées les lignes de champ magnétique. La direction du champ est affichée en utilisant la technique de résolution intégrale des lignes (Extrait de (Zielinski & Wolf, 2022)).

1.2.3. Phénomènes énergétiques externes

1.1.3.1. La rétroaction stellaire

Nous avons déjà évoqué le rôle des phénomènes énergétiques violents provenant de sources voisines sur la stabilité des nuages moléculaires du MIS. Ces phénomènes font partie des mécanismes de rétroaction stellaire (ou *stellar feedback* en anglais), qui

jouent un rôle crucial dans la formation des étoiles et dans l'évolution des galaxies. Il en existe de plusieurs types :

- **Les vents stellaires**, pouvant être issus d'étoiles massives extrêmement actives, ou bien également d'étoiles de faible masse éjectant leur enveloppe en une nébuleuse de gaz chaud en se transformant en géante rouge. Ces gaz alimentent à la fois le milieu environnant d'énergie et de composants chimiques complexes créés au cœur des étoiles.
- **Le rayonnement UV ionisant**, produit principalement par des étoiles jeunes et donc au sein de régions actives de formation stellaire. Ce rayonnement chauffe et disperse le gaz environnant et peut ainsi ralentir voire inhiber les processus d'accrétion de matière.
- **Les explosions de supernovæ**, libérant d'énormes quantités d'énergie à travers le milieu interstellaire et créant ainsi des ondes de choc qui compriment le gaz. En amplifiant la turbulence, l'effet principal des supernovæ est probablement de freiner la formation stellaire, mais il est possible que dans certaines conditions, elle ait pour effet de déclencher l'effondrement de la matière.

Ces mécanismes de rétroaction stellaire ont donc un double effet de régulateur et de déclencheur de la formation stellaire. L'apport d'énergie dans le gaz interstellaire permet de créer des pressions internes qui peuvent compenser la gravité en augmentant les mouvements turbulents, et ainsi retarder l'effondrement des noyaux denses. Mais les ondes de chocs peuvent d'autre part participer à créer des surdensités locales, favorisant ainsi la gravité sur les autres forces en présence.

De manière générale, les phénomènes de rétroaction stellaire qui ionisent et chauffent le gaz du MIS ont tendance à ralentir les processus de formation d'étoile. A l'inverse, les phénomènes créant des surpressions et des chocs entre flux de matières ont tendance à accélérer ces processus. Par ailleurs, plus le milieu est proche des conditions d'effondrement (gaz très dense et froid), plus l'impact de la rétroaction stellaire est faible.

1.1.3.2. Les AGN

Les Noyaux Actifs de Galaxies, (AGN, pour *Active Galactic Nuclei*) sont des régions extrêmement lumineuses situées au centre de certaines galaxies, alimentées par l'accrétion de matière sur un trou noir supermassif. Les AGN émettent intensément sur une large gamme de longueurs d'onde et peuvent produire des jets de particules à des vitesses proches de celle de la lumière. Il en existe de différents types comme les quasars, les blazars, les radio galaxies ou encore les galaxies Seyfert. Le rayonnement des AGN et les jets de particules associés chauffent, ionisent voire expulsent les cellules gazeuses situées dans les régions centrales du disque galactique, mais leur rôle dans

la formation stellaire est encore débattu. De nombreuses études basées sur l'observation d'échantillons diverses de galaxies étudient le taux de formation d'étoile des galaxies ou le taux d'écoulement des gaz à grandes échelles en fonction de l'activité du cœur galactique. Ces études aboutissent à des conclusions contradictoires quant à savoir si la formation d'étoiles est ralentie, renforcée ou non affectée par la rétroaction des AGN. Pour illustrer ce débat, on peut citer par exemple deux études basées sur les observations : alors que certains confirment l'impact des AGN par l'observation de raies de CO du MIS (Feruglio, et al., 2013), d'autres au contraire, analysent la luminosité dans les hautes énergies de galaxies actives, et concluent que les AGN n'influencent pas de manière avérée le taux de formation d'étoile (Ramasawmy, et al., 2019).

1.2.4. Autres phénomènes

D'autres phénomènes sont soupçonnés d'influencer les processus de formation stellaire en modifiant les conditions physico-chimiques du MIS, comme par exemple la collision entre nuages moléculaires (CCC pour *Cloud-Cloud Collision*). Ce type de collision est considéré comme relativement rare, mais des observations ont démontré que certaines régions de formation stellaire présentaient des signes d'interaction nuage-nuage cohérents avec les modèles de ce type de phénomènes, tels que des structures en arc et des front d'onde (Inoue & Fukui, 2013). Ce type d'évènement viendrait perturber l'équilibre instable des nuages concernés et donc potentiellement accélérer les processus de formation stellaire, mais il est très compliqué de savoir dans quelles proportions. On peut également citer l'interaction gravitationnelle des halos de matière noire sur la matière baryonique du MIS, qui est un élément qui pourrait influencer la formation stellaire à grande échelle, mais sur lequel on a pour le moment très peu de données.

1.3. METHODES DE DETECTION DANS LE SUBMILLIMETRIQUE POUR COMPRENDRE LA PHYSIQUE DU MILIEU INTERSTELLAIRE

1.3.1. Défis et perspectives observationnelles

Nous venons de passer en revue les principaux facteurs de l'évolution de la matière du MIS jusqu'à la formation de nouvelles étoiles. Les phénomènes majeurs en jeu dans ce processus sont bien identifiés et caractérisés, mais des incertitudes subsistent quant à leur importance et à la chronologie des processus physiques et chimiques menant à l'apparition de nouveaux cœurs protostellaires. Les moyens de modélisation sont aujourd'hui très avancés et un bon nombre de scénarii possibles ont été envisagés et décrits par les simulations. Avec les données d'observations disponibles aujourd'hui, il

est relativement complexe de répondre à certaines questions et de contraindre les modèles existants. Cela pour plusieurs raisons principales.

Tout d'abord, il faut noter que la plupart des résultats d'observation sont en partie biaisés par le fait que nous observons en très grande majorité des zones de formation d'étoile de notre galaxie. Les galaxies spirales comme la Voie Lactée sont parmi les galaxies possédant le milieu interstellaire le plus riche en gaz et en poussière, principalement localisés dans les bras spiraux. On peut ainsi observer de très nombreuses régions de formations stellaires, mais il est difficile d'observer avec autant de détails les processus en jeu dans des galaxies différentes, moins actives ou structurées différemment.

De plus, du fait de notre place au sein de la Voie Lactée, observer une région de formation stellaire implique d'intégrer toutes les strates du disque galactique dans la ligne de visée, et cela pose certains problèmes. La séparation des sources observées est rendue difficile par la superposition des plans, certaines émissions sont même rendues invisibles par l'extinction de la poussière en avant plan et par le bruit de fond galactique. Par ailleurs les mouvements relatifs des différentes régions de la galaxie peuvent créer des décalages Doppler rendant complexe l'identification des vitesses radiales des zones de formation en arrière-plan. L'observation des galaxies proches que l'on peut observer par le dessus permet de s'affranchir de ces problèmes mais leur éloignement limite l'accès aux processus et aux interactions aux plus petites échelles.

Par ailleurs, les observations multi-longueur d'onde sont nécessaires pour évaluer l'influence des AGN et des feedbacks sur la poussière et le gaz du MIS. L'observation de la dynamique des différentes phases dans l'infrarouge lointain jusqu'au millimétrique peut être corrélée à des observations dans les gammes X et gamma du rayonnement énergétiques provenant du centre galactique et des sources voisines.

Enfin la statistique des données observationnelles est encore relativement faible ce qui complique la généralisation des phénomènes observés et empêche de contraindre complètement les modèles numériques. Cela est évidemment lié au point précédent, nous n'avons accès avec précision qu'à un nombre de zones de formation stellaire limité et il faudrait des moyens d'observation extrêmement résolus spatialement pour sonder des galaxies voisines ou plus lointaines.

De manière générale, il est indispensable de perfectionner nos moyens d'observations pour démêler le rôle des principaux facteurs responsables de la structuration du MIS et de son évolution. Le développement d'observatoires permettant de la très haute résolution spatiale pour sonder les détails des plus fines structures du MIS est nécessaire, mais le couplage avec de la spectroscopie et la détection de la polarisation de la lumière est également indispensable. C'est ce que nous allons voir dans les deux sections qui suivent.

1.3.2. Spectroscopie avec la raie de refroidissement du carbone ionisé [CII]

Nous avons décrit plus tôt le MIS comme un milieu que l'on peut diviser en différentes strates. La phase ionisée, dite HII, se trouvant autour des étoiles est sujette aux rayonnements UV d'énergie supérieure à 13.6 eV, ionisant les atomes d'hydrogène. Plus à l'intérieur des nuages, où le gaz est sous forme moléculaire et plus dense, les particules d'énergie supérieure à 13.6 eV du rayonnement UV ont toutes été entièrement absorbées, et ce dernier n'est plus assez énergétique pour ioniser le gaz.

Entre ces deux régions se trouve la région de photodissociation (PDR). Dans cette région certains atomes ayant une énergie d'ionisation inférieure à celle de l'hydrogène peuvent être ionisés, c'est le cas du carbone ($E_i(C) = 11.26 \text{ eV}$). C'est dans cette région de transition que des molécules plus complexes peuvent être formées et dissociées (Hollenbach, 1990) pour plus d'informations). La figure 1.8 présente schématiquement les trois phases stratifiées du MIS.

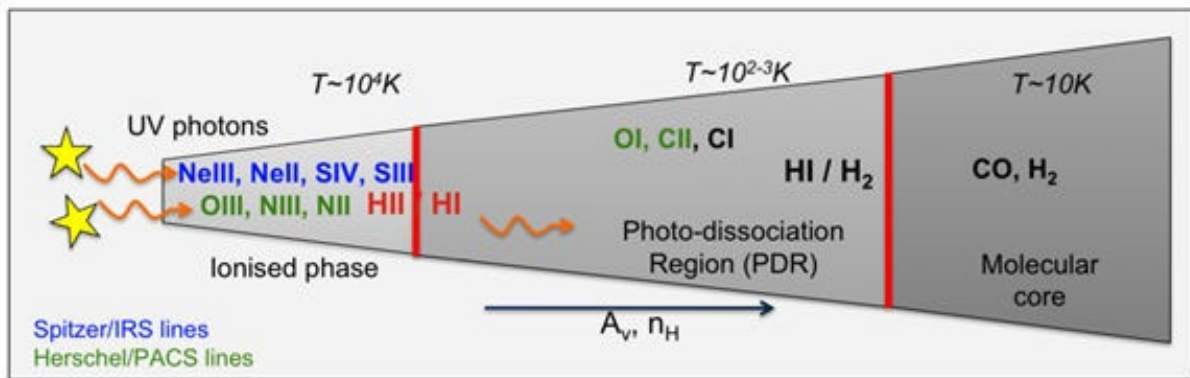


FIGURE 1.8 : Schéma des trois phases structurées du MIS : région HII (ionisée), région de photodissociation (atomique) et région moléculaire. Les photons UV émis par les étoiles traversent le MIS et chauffent le gaz et la poussière. La profondeur optique est différente pour les photons en fonction de leur énergie. Les lignes de refroidissement, qui peuvent être utilisées comme traceurs pour chaque couche sont indiquées (Cormier, 2012).

L'énergie des étoiles absorbée par le MIS est réémise par le gaz chauffé en raies à structures fines du visible jusqu'aux longueurs d'onde millimétriques, tandis que la poussière réémet un continuum, d'environ $10 \mu\text{m}$ au millimètre. D'une part, l'étude du continuum brillant entre $10 \mu\text{m}$ et 1 mm met en évidence l'échauffement des poussières ; d'autre part, les raies fines retracent le refroidissement du gaz.

Selon la phase du milieu, il existe des espèces plus adaptées que d'autres à utiliser pour tracer le refroidissement du MIS. Par exemple, la raie [CII] de $158 \mu\text{m}$, qui correspond à la transition de structure fine du niveau fondamental (état électronique de plus basse énergie) de l'ion C^+ , est souvent la raie la plus brillante, représentant 0,1 à 1 % de l'intensité dans les régions dans l'infrarouge lointain (Stacey, et al., 1991). Comme l'énergie d'ionisation du carbone est plus faible que celle de l'hydrogène, des atomes de carbone sont ionisés à la fois dans les régions HII et dans les régions

photodissociées. Pour démêler les contributions des régions HII et de photodissociation au flux de raies [CII] observées, les astronomes utilisent souvent les raies [NII] 122 μm et 205 μm . Cependant, la luminosité des raies structurellement fines dépend fortement de la métallicité de la galaxie. (Cormier, et al., 2015) ont montré que dans les galaxies naines comme dans les Petits et Grands Nuages de Magellan où la métallicité est faible (par rapport à la Voie Lactée), la raie [OIII] 88 μm est la plus brillante. Les outils d'observation doivent donc être adaptés à la galaxie étudiée.

Nous avons déjà cité le CO, la deuxième molécule la plus abondante, qui émet un peigne de raies dont une prépondérante à 2,6 mm, et qui est un traceur privilégié de l'hydrogène moléculaire. La transition entre les zones dominées par le carbone atomique (C) et le monoxyde de carbone (CO) est assez différente de la transition entre l'hydrogène atomique (H) et l'hydrogène moléculaire (H₂), car le CO est toujours photodissocié dans la partie externe de la phase moléculaire, tandis que H₂ n'est plus photodissocié, en raison de sa localisation au cœur des nuages. Ainsi il existe une « zone sombre » qui est invisible dans l'émission des raies CO (Wolfire, et al., 2010). Cela signifie que l'émission de la molécule de CO ne trace qu'une fraction de la phase moléculaire. L'ion C⁺ étant présent dans cette zone et les photons ionisants encore suffisamment énergétiques, la raie [CII] peut donc être utilisée pour dévoiler cette « zone sombre » (Schneider, et al., 2023). De manière plus générale, la raie [CII] permet de tracer la phase ionisée et une partie de la phase neutre. Ainsi, utilisées en combinaison avec d'autres traceurs (comme le [NII]), ces observations peuvent aider à démêler les différentes phases du MIS.

C'est pour cette raison que de nombreuses missions d'observation choisissent ce traceur. C'est le cas des instruments FIFI-LS et GREAT à bord de SOFIA ou encore PACS et HIFI sur Herschel. Les résolutions spectrales visées pour observer la raie de C⁺ sont variées selon les informations recherchées. On peut par exemple souhaiter cartographier les régions HII ou de la PDR dans une zone étendue du MIS, et dans ce cas de la moyenne résolution est suffisante pour détecter la présence de la raie de [CII] à 158 μm sur le continuum. En revanche, si l'objectif est de caractériser la dynamique des nuages ou de la phase ionisée afin de détecter les phénomènes turbulents, la haute résolution spectrale est nécessaire. En effet, la raie thermique du carbone ionisé a une largeur caractéristique d'environ 1 km/s, cela signifie qu'il faut atteindre une résolution absolue supérieure à $3 \cdot 10^5$ pour être capable de détecter l'élargissement de la raie liée à la vitesse du gaz.

1.3.3. Déterminer le champ magnétique à l'aide de l'émission polarisée des poussières

L'étude de la morphologie du champ magnétique à l'extérieur comme à l'intérieur des filaments interstellaires permettrait de comprendre son rôle précis dans le MIS et particulièrement au sein de ces filaments. La polarimétrie est un outil indirect pour observer les effets du champ magnétique dans le milieu interstellaire. Alors que les phénomènes d'extinction et de rougissement des grains de poussière étaient connus, (Hiltner & Scoville Hall, 1949) ont observé pour la première fois un autre effet : la polarisation de la lumière des étoiles par ces grains. En effet, le champ magnétique tend à aligner les grains allongés perpendiculairement aux lignes de champ (sur l'axe de rotation des grains). En conséquence, les grains absorbent la lumière non polarisée des étoiles, de préférence dans la direction de leur alignement, ce qui entraîne une polarisation de la lumière transmise parallèle au champ magnétique dans la gamme des longueurs d'onde UV/visibles. Cette polarisation induite est souvent appelée "extinction dichroïque" car elle se réfère à l'atténuation sélective de la lumière dans la direction de l'alignement des grains (Wood, 1997). Ainsi, la mesure de la polarisation de la lumière provenant de sources en arrière-plan d'un nuage de poussière permet de connaître l'orientation du champ magnétique dans cette région du MIS.

Une autre façon de sonder le champ magnétique est d'observer la polarisation de l'émission thermique des grains de poussière eux-mêmes après qu'ils aient absorbé les radiations visibles et UV. Cette polarisation trouve également son origine dans le fait que l'axe de spin des grains est aligné avec les lignes de champ. Par conséquent, les grains réémettront de préférence de l'énergie dans la direction de leur grand axe, qui est orthogonal au champ. Etant donné que la température du nuage moléculaire est de l'ordre de quelques dizaines de Kelvins, le rayonnement émis se situe dans le domaine des longueurs d'onde de l'infrarouge lointain. La figure 1.9 illustre les polarisations par extinction dichroïque et par émission thermique, mesurées dans différentes gammes de longueurs d'onde. Puisque les deux polarisations proviennent de l'alignement des grains, elles dépendent fortement de la morphologie des grains (leur composition, leur taille et leur forme).

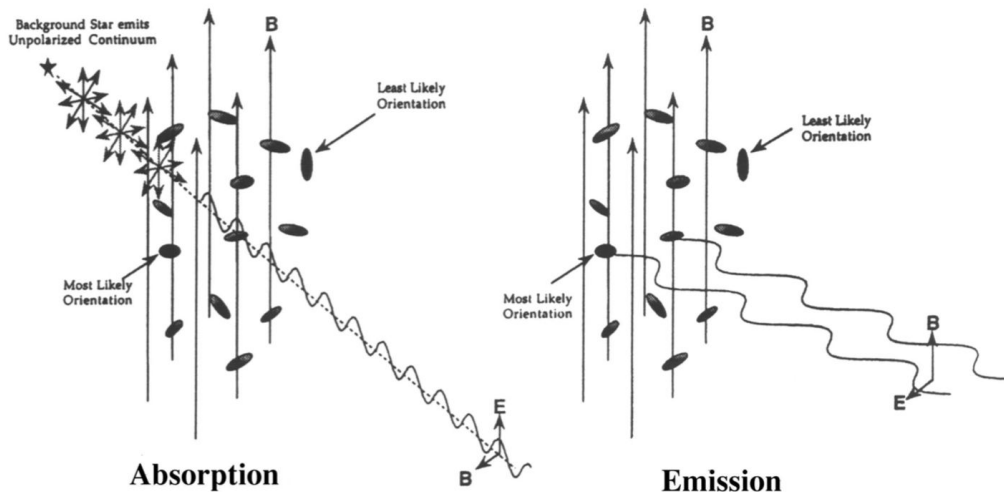


FIGURE 1.9 : Polarisation de la lumière des étoiles par les grains de poussière, d'après (Weintraub, et al., 2000).

Observer un nuage moléculaire, c'est observer les émissions provenant de toute la colonne de densité de la ligne de visée. Les émissions polarisées de chaque plan s'additionnent et le taux de polarisation observé est alors de l'ordre de 1 à 5%. Il peut monter jusqu'à 20% (Planck Collaboration, 2020) dans certaines zones où le champ est maximal, perpendiculaire à la ligne de visée et avec une faible turbulence. De ce fait, afin de repousser les limites de nos connaissances actuelles sur le champ magnétique dans le milieu interstellaire, les futurs instruments dédiés à la détection de la polarisation devront à la fois être très résolus spatialement pour espérer sonder les phénomènes internes aux filaments et extrêmement sensibles au rayonnement polarisé.

1.3.4. Détecter la polarisation du MIS pour observer les modes B du CMB

La détection et l'étude de la poussière du milieu interstellaire (MIS) et de sa polarisation sont aussi essentielles pour un autre cas d'étude astrophysique que la compréhension de la physique du milieu interstellaire : éliminer les avant-plans lors de l'analyse des modes B du fond diffus cosmologique (CMB). Le CMB est le rayonnement fossile de l'Univers, émis environ 380 000 ans après le Big Bang, lorsque les électrons et les protons se sont combinés pour former des atomes d'hydrogène, permettant à la lumière de voyager librement (Penzias & Wilson, 1965). Les modes B sont des motifs de polarisation du CMB en forme de spirale, créés par des ondes gravitationnelles primordiales, qui constituent un signal précieux pour comprendre les premiers instants de l'Univers et tester les théories d'inflation cosmique (Kamionkowski & Loeb, 1997).

Les mesures des modes B du CMB sont extrêmement sensibles aux contaminations par les émissions polarisées de la poussière du MIS. Pour distinguer les véritables modes B des contaminations par la poussière, il est nécessaire de caractériser précisément la

polarisation de cette poussière. Cela implique des observations détaillées de la polarisation de la poussière à différentes fréquences. En effet, l'émission de la poussière suit une loi de corps gris avec des caractéristiques spectrales distinctes des signaux primordiaux du CMB (Planck Collaboration, 2014).

Pour détecter les modes B avec une sensibilité suffisante, les instruments doivent atteindre une sensibilité de l'ordre de quelques dizaines de nK en termes de fluctuation de température (Abazajian, et al., 2015). Par exemple, la mission Planck de l'ESA a mesuré les anisotropies de température du CMB avec une précision de l'ordre de quelques μK , mais pour les modes B, des expériences comme BICEP2 (Ade, et al., 2014) et le futur satellite LiteBIRD (Sekimoto, et al., 2018), visent à atteindre des sensibilités bien meilleures. La détection et la soustraction précises des signaux de la poussière polarisée du MIS permettent ainsi de révéler les modes B avec une fiabilité accrue, éliminant les faux signaux qui pourraient masquer ou imiter les empreintes des ondes gravitationnelles primordiales.

1.4. CONCLUSION

En conclusion, la physique du milieu interstellaire et la formation des étoiles représentent des domaines de recherche complexes et qui suscitent un grand intérêt scientifique. Les processus impliqués, tels que la fragmentation des nuages moléculaires, le refroidissement radiatif, et les divers mécanismes de feedback stellaire, sont bien caractérisés. Cependant, des questions subsistent quant à la chronologie précise et l'importance relative de ces phénomènes. Les interactions entre les différentes phases du MIS et les conditions spécifiques menant à la formation de nouveaux cœurs protostellaires restent en partie non résolues, nécessitant des avancées significatives dans les moyens de modélisation et d'observation.

Pour répondre aux questions encore ouvertes, les stratégies d'observation doivent évoluer. Les exigences scientifiques de l'astrophysique en général, et de l'étude du MIS en particulier, imposent de développer des plans focaux toujours plus grands et des détecteurs toujours plus sensibles. L'étude du MIS requiert par ailleurs, comme nous l'avons vu, d'intégrer aux moyens d'observation la polarimétrie pour sonder les champs magnétiques via l'alignement de la poussière interstellaire, ainsi que la spectroscopie fournissant des informations cruciales sur la composition chimique et les mouvements dynamiques des différentes phases du MIS.

Dans le submillimétrique, il existe trois principales technologies de détecteurs que nous présenterons dans le chapitre suivant, et dont les performances sont relativement similaires.

Côté polarimétrie, la solution communément utilisée est d'utiliser des optiques séparant les composantes de la polarisation du rayonnement incident avant de les projeter vers les détecteurs. Des détecteurs avec la capacité de polarisation intégrée aux pixels commencent à faire leur apparition, c'est notamment le cas du bolomètre B-BOP développé par nos équipes, et présenté dans le chapitre suivant.

Enfin, côté spectroscopie, un grand nombre de technologies existent, que nous détaillerons également dans le prochain chapitre. Le choix d'une technologie plutôt qu'une autre se fait en fonction des contraintes instrumentales et scientifiques du projet d'observation, et des performances spectrales nécessaires.

Dans cette thèse nous présentons le développement de spectromètres de Fabry-Perot haute performance dans le submillimétrique dédiés à l'observation du milieu interstellaire. L'objectif est de développer un « super-détecteur » intégrant la photométrie, la polarimétrie et la spectroscopie au sein d'une même matrice. Le choix du Fabry-Perot combine les exigences astrophysiques évoquées dans ce chapitre avec les contraintes du spatial (gain en compacité et en masse), et avec la compatibilité avec la polarimétrie et l'imagerie.

Les prochains chapitres sont d'abord dédiés à la présentation de la matrice de bolomètres polarimétriques ultra-sensibles développée ces dernières années. Nous arriverons ensuite au cœur des travaux de cette thèse, en présentant les concepts de Fabry-Perot et les résultats expérimentaux des premiers prototypes.

Chapitre 2 : L'instrumentation pour l'astronomie submillimétrique

Contenu

| | | |
|----------|---|----|
| 2.1. | DETECTER LE RAYONNEMENT IR ET SUBMILLIMETRIQUE | 28 |
| 2.1.1. | Comment observer le rayonnement submillimétrique..... | 28 |
| 2.1.2. | Les bolomètres..... | 34 |
| 2.1.2.1. | Les bolomètres, principe général..... | 36 |
| 2.1.2.2. | Les TES | 43 |
| 2.1.3. | Les autres technologies de détecteurs dans le submillimétrique..... | 44 |
| 2.1.4. | Les nouveaux enjeux des développements de détecteur..... | 47 |
| 2.2. | LES BOLOMETRES AU CEA, DE PACS A B-BOP..... | 50 |
| 2.2.1. | PACS, le bolomètre à cavité quart-d'onde..... | 50 |
| 2.2.2. | B-BOP, un imageur polarimètre | 54 |
| 2.3. | VERS L'INTEGRATION D'UN SPECTROMETRE SUR LE PLAN FOCAL D'UN BOLOMETRE..... | 61 |
| 2.3.1. | Spectrométrie IR et submm, état de l'art..... | 61 |
| 2.3.1.1. | Les prismes..... | 62 |
| 2.3.1.2. | Les réseaux | 63 |
| 2.3.1.3. | Le spectromètre à transformée de Fourier..... | 65 |
| 2.3.1.4. | Les interféromètres de Fabry-Perot..... | 67 |
| 2.3.1.5. | La spectrométrie hétérodyne | 69 |
| 2.3.1.6. | Les systèmes « KIDs - Filter Banks » | 70 |
| 2.3.2. | Le choix des Fabry-Perot pour la future intégration sur des matrices de bolomètres..... | 71 |

Ce chapitre a d'abord pour objectif de remettre les développements en cours, sur les détecteurs développés au CEA, dans leur contexte instrumental. Nous rappelons les débuts de l'astronomie infrarouge avant de décrire les différents moyens d'observation existants en faisant un rapide état de l'art des grandes missions ayant permis les plus grandes avancées dans la compréhension de l'Univers froid. Ensuite nous décrivons les principales technologies de détecteurs utilisées pour ces observatoires en nous concentrant particulièrement sur les bolomètres résistifs développés au CEA. La version actuellement en développement de ces détecteurs, B-BOP, est la première à intégrer la capacité de détection de la polarisation de la lumière au sein des pixels d'une matrice complète. Enfin dans la perspective de l'ajout de la capacité spectroscopique aux pixels de ce bolomètre, et pour introduire nos développements instrumentaux, nous terminons par un état de l'art des différents spectromètres utilisés en astronomie infrarouge et submillimétrique.

2.1. DETECTER LE RAYONNEMENT IR ET SUBMILLIMETRIQUE

2.1.1. Comment observer le rayonnement submillimétrique

L'astronomie moderne est née au 17^e siècle, période au cours de laquelle Galilée et Newton posent les bases de l'instrumentation pour l'astronomie en inventant respectivement la lunette astronomique en 1608 et le premier télescope réflecteur en 1672.

Jusqu'au 19^e siècle, l'étude des astres se cantonnait au domaine du visible. En 1800, un musicien et astronome amateur nommé William Herschel, rendu célèbre en 1781 pour sa découverte de la planète Uranus, fit la découverte du rayonnement infrarouge. Alors qu'il mesurait le spectre du soleil à l'aide d'un prisme, en déplaçant un thermomètre le long des rayons réfractés, il se rendit compte que le thermomètre affichait une élévation de température même après avoir dépassé les derniers rayons rouges visibles. Il en conclut alors qu'il existe un rayonnement « thermique » (*radiant heat*) auquel nos yeux sont insensibles. Il venait de découvrir le rayonnement infrarouge.

L'étude de ce rayonnement débute, et des mesures plus précises sont réalisées du spectre infrarouge du soleil par Herschel lui-même, puis à partir du milieu du 19^e siècle, le rayonnement infrarouge d'autres objets astronomiques commence à être étudié, tel que celui de la Lune, de Jupiter, de Saturne ou de quelques étoiles.

Tout au long du 20^e siècle, les instruments de détection dans l'infrarouge se perfectionnent et des catalogues complets d'étoiles et de galaxies sont réalisés, d'abord dans l'infrarouge proche, puis petit à petit dans des gammes de longueurs d'onde plus grandes jusqu'aux ondes radio. Aujourd'hui, l'Univers est observé dans l'intégralité du spectre électromagnétique. Ce dernier se découpe en un certain

nombre de bandes spectrales ayant chacune des techniques de détection de la lumière et des applications scientifiques et technologiques spécifiques.

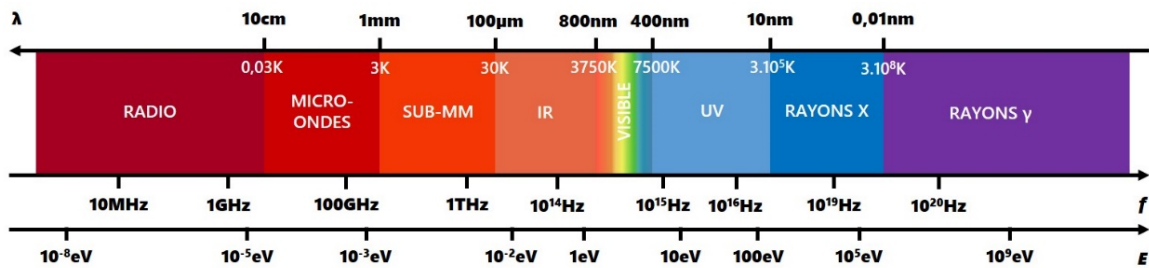


FIGURE 2.1 : Spectre électromagnétique avec les équivalences en longueur d'onde, fréquence, énergie et température de corps noir (loi de Wien).

La figure 2.1 décrit la manière dont on découpe usuellement le spectre lumineux. Dans les chapitres suivants, nous nous intéresserons quasi exclusivement aux instruments dédiés à l'observation de la bande submillimétrique, entre la centaine de micromètres et le millimètre. On parle également fréquemment d'infrarouge lointain pour parler des bandes spectrales autour de 100 μ m.

L'observation du ciel dans ces gammes de longueurs d'onde est rendue très complexe par l'atmosphère terrestre. L'essentiel de la vapeur d'eau y est concentré dans les couches basses entre 2 et 3 km d'altitude, et ces molécules d'eau sont les principales responsables de l'absorption du rayonnement entre l'infrarouge et les ondes radio. Dans le submillimétrique, seules quelques fenêtres d'observation sont disponibles, quoique partiellement couvertes : 200, 350, 450 et 870 μ m. La manière la plus courante de quantifier l'opacité de l'atmosphère est d'estimer la quantité de vapeur d'eau au-dessus du télescope, en millimètre d'eau précipitable (PWV pour *Precipitable Water Vapor*). Les meilleurs sites d'observations offrent des valeurs PWV de l'ordre de 0.1-0.2 mm seulement quelques nuits par an. On voit sur la figure 2.2 extraite de (Nyman, et al., 2002), la transmission atmosphérique au-dessus du désert d'Atacama pour plusieurs valeurs de PWV.

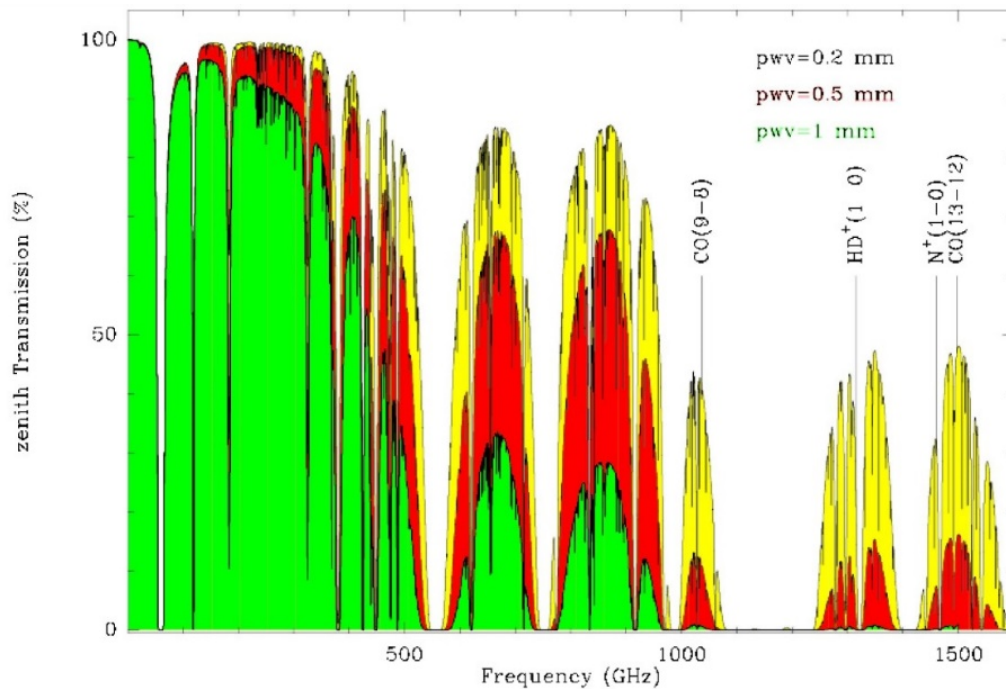


FIGURE 2.2 : Spectre de transmission du rayonnement par l'atmosphère, mesuré sur le site Llano de Chajnantor à 5100 m d'altitude dans le désert d'Atacama au Chili, pour de valeurs de PWV de 0.2 à 1 mm (tiré de (Nyman, et al., 2002)).

L'atmosphère ne se contente pas seulement d'absorber le rayonnement provenant de l'Univers, elle émet aussi un rayonnement dit de corps gris à environ 250 K, et dont l'émissivité dépend là-aussi de la quantité de vapeur d'eau dans la colonne atmosphérique. De plus, cette vapeur d'eau n'est pas distribuée de façon homogène, mais condensée sous forme de cellules mobiles de tailles variables. Cela crée des fluctuations à basse fréquence ainsi qu'un phénomène appelé *seeing* qui correspond à la modification de l'indice de réfraction en fonction de la masse d'eau dans la colonne atmosphérique. Il en résulte une perturbation du pointage du télescope et potentiellement la qualité de l'image obtenue. Il est possible de réduire une partie de ces perturbations en augmentant la fréquence d'acquisition des images ou en modulant le signal à haute fréquence (*chopper*), mais toutes ces perturbations diminuent indéniablement la qualité des signaux astrophysiques détectables.

Du fait de ces limitations par l'atmosphère en termes de gammes spectrales et de qualité du signal, les astronomes sont contraints d'installer les télescopes et les instruments dédiés à l'observation, en particulier dans l'infrarouge et le submillimétrique dans des régions de la planète où les effets de l'atmosphère sont le plus réduits possible. Ces régions sont des zones situées dans des régions désertiques en altitude pour réduire au maximum l'épaisseur de la couche d'air humide atmosphérique. Les principaux observatoires terrestres dans ces gammes de longueurs d'onde se trouvent donc :

- Dans le désert de l'Atacama au Chili à plus de 5100 m d'altitude, avec le grand interféromètre ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*, 66 antennes entre 6 et 12 m de diamètre), les télescopes APEX (*Atacama Pathfinder EXperiment*, 12m), ASTE (*Atacama Submillimeter Telescope Experiment*, 10m) et NANTEN2 (pour « ciel austral » en japonais, 4m), et bientôt le FYST (*Fred Young Submillimeter Telescope*, 6 m).
- Au sommet du Mauna Kea à 4200 m à Hawaï (cf. figure 2.3), avec notamment les télescopes JCMT (*James Clerk Maxwell Telescope*, 15m) et SMA (*Submillimeter Array*, 8 antennes de 6 m).
- Sur le plateau antarctique où sont installés les télescopes américains SPT (*South Pole Telescope*, 10 m) et AST/RO (*Antarctic Submillimeter Telescope and Remote Observatory*, 1.7 m).

Les bandes d'observation disponibles depuis la Terre étant très peu nombreuses et restreintes, à partir des années 60 des télescopes ont été embarqués sur des avions stratosphériques. Ces observatoires aéroportés pouvant voler à près de 15 km d'altitude sont libérés de plus de 80% des perturbations atmosphériques (figure 2.3). Après les vols initiaux de Franck Low à bord d'un LearJet, les deux principaux observatoires de ce type dans l'infrarouge jusqu'au millimétrique étaient :

- L'observatoire KAO (*Kuiper Airborne Observatory*) de la NASA, équipé d'un miroir de 90 cm. Il a volé de 1974 à 1995 observant le ciel de 0.3 à 600 μm . C'est notamment grâce à ses observations que les régions de photodissociation (PDR) ont été découvertes ainsi qu'un grand nombre de signatures spectrales du MIS et de noyaux de formation stellaire dans des nuages denses isolés appelés globules de Bok (cf. Chapitre 1, figures 1.3 et 1.4).
- L'observatoire SOFIA (*Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy*) de la NASA et du DLR a pris la suite, incorporant un télescope de 2.7 m, opérationnel de 2014 à 2022 couvrant une large bande de longueur d'onde de 0.3 μm à 1.6 mm. SOFIA a pu observer le MIS dans des conditions jusqu'à aujourd'hui inédites. On peut évoquer entre autres les mesures plus résolues que jamais auparavant de l'émission de la raie du carbone ionisé [CII] du MIS, par l'intermédiaire de l'instrument GREAT (Heyminck, et al., 2002) ; ou encore la cartographie multi-échelle du champ magnétique des galaxies avec l'instrument HAWC+ (Harper, et al., 2018).

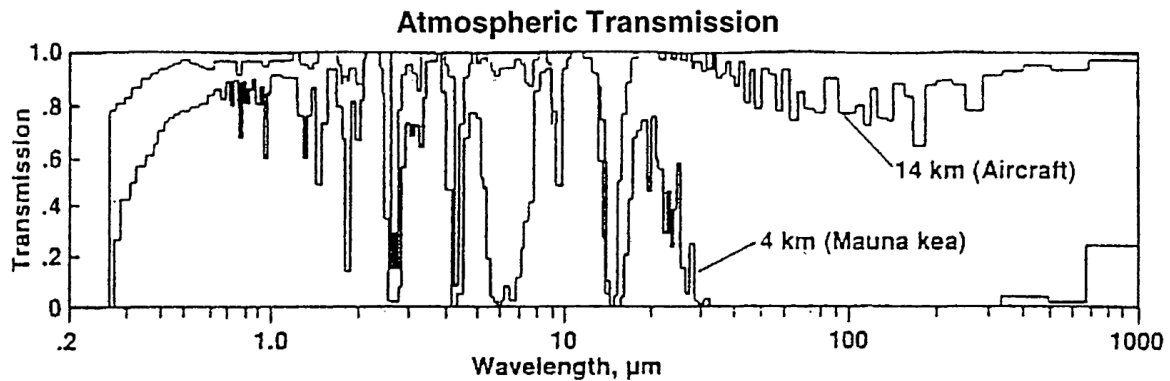


FIGURE 2.3 : Spectre de transmission atmosphérique au Mauna Kea à Hawaï et depuis un observatoire embarqué sur un avion (tiré de (Erickson, 2005)).

Une autre manière d'observer l'Univers infrarouge et submillimétrique en s'affranchissant presque intégralement de l'atmosphère terrestre est de placer un télescope sur un ballon stratosphérique. Ces plateformes permettent de faire des observations à environ 40 km (~ 3 mBar de pression) d'altitude pendant quelques dizaines d'heures. Elles permettent ainsi d'étudier l'Univers froid mais sont aussi parfois utilisées pour tester et caractériser de nouvelles technologies de détection dans des conditions proches du spatial. La France, les États Unis et l'Italie ont beaucoup contribué à ce type d'observatoires : on peut nommer Archeops, BOOMERANG et Olympo au tournant des années 2000. Plus récemment, la mission française PILOT (*Polarized Instrument for Long wavelength Observation of the Tenuous interstellar medium*) (Bernard et al., 2016) a par exemple réalisé des vols entre 2015 et 2018 pour cartographier le champ magnétique de la Voie Lactée. Son successeur Co-PILOT devrait voler dans les prochaines années, et a pour objectif d'embarquer un spectromètre afin de mesurer également les raies du carbone de le MIS.

Enfin, depuis une soixantaine d'année, les astronomes profitent de l'accès à l'espace pour mettre en orbite des télescopes embarqués sur satellite. Bien que très coûteux, ces télescopes ont accès à l'intégralité du spectre lumineux sans aucune perturbation (excepté la lumière zodiacale), avec une stabilité parfaite liée à l'environnement, et donc atteignant des sensibilités inégalables sur Terre. La conception de tels télescopes spatiaux et de leurs charges utiles est en revanche extrêmement complexe, contrainte et onéreuse du fait de l'environnement spatial et de la non-réparabilité des instruments une fois mis en orbite (à l'exception du Hubble Space Telescope).

A partir des années 1980 les agences européenne et américaine lancèrent les premières missions spatiales dédiées à l'observations de l'Univers dans l'infrarouge, ouvrant des fenêtres successives à grandes longueurs d'onde. La première fut IRAS (*Infrared Astronomical Telescope*), lancée par la NASA en 1983. Ce télescope était équipé entre autre d'un photomètre (CPC pour *Chopped Photometric Channel*, (Neugebauer, et al., 1984)) couvrant l'infrarouge lointain de 50 à 100 μm . Pendant ses 10 mois de fonctionnement, plus de 350000 sources ont été découvertes dont de très nombreuses

galaxies à très fort taux de formation d'étoiles. En 1989, le satellite COBE (*Cosmic Background Explorer*) a été lancé dans le but d'étudier avec une précision inégalée jusqu'alors le fond diffus cosmologique (CMB) et ses avant plans. A son bord était, en particulier, installé l'instrument FIRAS (*Far Infrared Absolute Spectrometer*) composé d'un interféromètre de Michelson et de bolomètres refroidis à 1.5 K. Le satellite WMAP a succédé à COBE en 2001 dans l'observation du CMB avec une résolution 50 fois meilleure. Finalement SPITZER a succédé à IRAS entre 2003 et 2009 (date de fin du mode froid). De son côté, l'ESA lance ISO (*Infrared Space Observatory*) en 1995 couvrant la bande 2.5-240 μm . Cette mission a mis en évidence l'abondance du MIS en poussières froides galactiques et extragalactiques, indétectables par les missions précédentes. Nous évoquerons plusieurs instruments embarqués sur ISO dans la suite de cette thèse. La compréhension de l'Univers submillimétrique a fait un grand bond avec les missions Planck (Tauber, et al., 2010) et Herschel (Pilbratt, et al., 2010) de l'ESA lancées ensemble en 2009. Planck, dans la continuité de COBE et WMAP a permis de cartographier les fluctuations du CMB de manière inédite, et a produit les premières mesures en polarisation. Les observations de Planck constituent à ce jour les données les plus précises du fond diffus. Herschel quant à lui était un observatoire composé de trois instruments :

- HIFI (*Heterodyne Instrument for the Far Infrared*, (De Graauw, et al., 2010)), un spectromètre hétérodyne très haute résolution couvrant les bande 157-212 μm et 240-625 μm .
- SPIRE (*Spectral and Photometric Imaging Receiver*, (Griffin, et al., 2006)), un spectro-imageur observant les bandes 250 μm , 350 μm et 500 μm . Il était constitué de bolomètres de type *spire-web* et d'un spectromètre à transformée de Fourier de type Mach-Zender.
- PACS (*Photodetector Array Camera and Spectrometer*, (Poglitsch, et al., 2010)) couvrant la gamme 60-210 μm . Cet instrument était constitué d'un spectromètre réseau à intégral de champ associé à des détecteurs photoconducteurs, et d'un imageur bolométrique développé aux CEA. Nous détaillerons le fonctionnement de ces bolomètres dans la suite de ce chapitre.

Avant Herschel, la présence de réseaux filamenteux dans les nuages interstellaires était déjà connue, mais grâce à ses observations hautes résolutions spatiales et spectrales, couplées aux modèles théoriques, ces filaments ont été caractérisés finement en composition et dimensions pour la première fois dans plus de 90 sources différentes.

Depuis la fin de la mission Herschel en juin 2013, aucun télescope spatial dans l'IR lointain et le submillimétrique n'a été lancé, et depuis la fin du projet SOFIA seuls les quelques télescopes terrestres que nous avons cités plus haut observent encore

l'Univers froid, mais avec des performances limitées par rapport aux plateformes spatiales ou stratosphériques. Plusieurs propositions de mission ont été faites ces dernières années aux agences européenne et américaine, toutes rejetées jusqu'à aujourd'hui. Il faut citer ici la mission SPICA (Roelfsema, et al., 2018), en lice pour être la mission M5 de l'ESA et retirée de la liste par l'agence avant la sélection finale en 2020. Une partie des développements instrumentaux présentés dans cette thèse ont été réalisés dans le cadre de cette proposition de mission. Trois propositions de missions dans le submillimétriques sont en cours d'étude par la NASA : PRIMA (Glenn, et al., 2024), SALTUS (Walker, 2023) et FIRSST (MacGregor, et al., 2024). La sélection de l'une d'entre elles d'ici quelques mois, permettrait d'avoir enfin les données nécessaires pour répondre aux questions encore en suspens sur le MIS et la formation stellaire.

2.1.2. Les bolomètres

Dans le premier chapitre, nous avons évoqué quelques besoins instrumentaux nécessaires pour résoudre ou approfondir les différentes zones grises de notre compréhension de la physique du milieu interstellaire. De ces besoins découlent des exigences instrumentales qui deviennent les objectifs de performances des caméras pour les futurs projets d'observation. Le développement d'un détecteur est donc guidé par le besoin scientifique en termes de performances (sensibilité, nombre de pixels, rendement quantique, etc.), mais est également très contraint par la gamme spectrale cible et par l'environnement dans lequel il doit fonctionner.

Dans toute la gamme de l'infrarouge aux ondes radio, la conception des détecteurs ultra-sensibles est rendue notamment complexe par la nécessité de refroidir à des températures cryogéniques toute la chaîne de détection. En effet afin d'être capables de mesurer des signaux extrêmement faibles provenant d'objets émettant à quelques dizaines de Kelvins pour le submillimétrique, il faut refroidir efficacement les optiques, le détecteur et tous les composants associés pour limiter les émissions thermiques parasites.

En parallèle, une des clefs technologiques de la conception des détecteurs cryogéniques est la mise au point d'une électronique de lecture du détecteur refroidie, combinant la détection directe avec le multiplexage d'un très grand nombre de pixels, et consommant le moins possible de puissance.

Pour résumer les défis actuels d'un point de vue des performances instrumentales, les équipes concevant des détecteurs IR-lointain ou submillimétriques visent plusieurs objectifs :

- La haute sensibilité : la sensibilité par pixel doit atteindre ou dépasser le bruit de fond photonique défini par les avant-plans inévitables : miroirs, filtres et

optiques de l'instrument, lumière zodiacale, cirrus galactiques. Le défi actuel est d'atteindre des NEP avoisinant les 10^{-18} W/√Hz.

- Des grandes matrices de détecteurs : plus le plan focal est grand plus le champ de vue du télescope est important, lui permettant ainsi de couvrir une plus grande portion du ciel en une seule observation.
- Des pixels suffisamment petits : pour maintenir une bonne résolution spatiale. La résolution spatiale dépend du diamètre du miroir primaire du télescope, mais la taille des pixels doit être suffisamment petite pour échantillonner correctement l'image formée par le télescope. Selon le critère de Nyquist, chaque élément d'information (ou "pixel" de l'image formée par l'optique) doit être échantillonné par au moins deux pixels du détecteur. Des pixels trop petits contribuent cependant à diminuer le rapport signal sur bruit (SNR), un compromis doit être donc trouvé entre SNR et maintien de la résolution spatiale.

Dans le tableau de la figure 2.4 sont résumées les performances des instruments des principales missions passées ou en cours, et des technologies en cours de développement.

| Observatory and instrument | Waveband μm | Aperture meters | T_{aper} K | T_{det} K | NEP $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ | Detector technology | Detector count | Notes |
|----------------------------|------------------------|-----------------|---------------------|--------------------|---------------------------------|---------------------|----------------|----------------------|
| JCMT-SCUBA | 450/850 | 15 | 275 | 0.1 | 2×10^{-16} | Bolometers | 91/36 | |
| JCMT-SCUBA2 | 450/850 | 15 | 275 | 0.1 | 2×10^{-16} | TES | 5000/5000 | |
| APEX-ArTeMis | 200 to 450 | 12 | 275 | 0.3 | 4.5×10^{-16} | Bolometers | 5760 | |
| APEX-A-MKID | 350/850 | 12 | 275 | 0.3 | 1×10^{-15} | KIDs | 25,000 | |
| APEX-ZEUS-2 | 200 to 600 | 12 | 275 | 0.1 | 4×10^{-17} | TES | 555 | $R \sim 1000$ |
| CSO-MAKO | 350 | 10.4 | 275 | 0.2 | 7×10^{-16} | KIDs | 500 | Low- $\$/\text{pix}$ |
| CSO-Z-Spec | 960 to 1500 | 10.4 | 275 | 0.06 | 3×10^{-18} | Bolometers | 160 | |
| IRAM-NIKA2 | 1250/2000 | 30 | 275 | 0.1 | 1.7×10^{-17} | KIDs | 4000/1000 | |
| LMT-ToITEC | 1100 | 50 | 275 | 0.1 | 7.4×10^{-17} | KIDs | 3600 | Also at 1.4, 2.1 mm |
| SOFIA-HAWC+ | 40 to 250 | 2.5 | 240 | 0.1 | 6.6×10^{-17} | TES | 2560 | |
| SOFIA-HIRMES | 25 to 122 | 2.5 | 240 | 0.1 | 2.2×10^{-17} | TES | 1024 | Low-res channel |
| BLAST-TNG | 200 to 600 | 2.5 | 240 | 0.3 | 3×10^{-17} | KIDs | 2344 | |
| Herschel-SPIRE | 200 to 600 | 3.5 | 80 | 0.3 | 4×10^{-17} | Bolometers | 326 | |
| Herschel-PACS bol. | 60 to 210 | 3.5 | 80 | 0.3 | 2×10^{-16} | Bolometers | 2560 | |
| Herschel-PACS phot. | 50 to 220 | 3.5 | 80 | 1.7 | 5×10^{-18} | Photoconductors | 800 | $R \sim 2000$ |
| Planck-HFI | 300 to 3600 | 1.5 | 40 | 0.1 | 1.8×10^{-17} | Bolometers | 54 | |
| SuperSpec | 850 to 1600 | — | N/A | 0.1 | 1.0×10^{-18} | KIDs | $\sim 10^2$ | $R \lesssim 700$ |
| SPACEKIDS | — | — | N/A | 0.1 | 3×10^{-19} | KIDs | 1000 | |
| SPICA-SAFARI | 34 to 210 | 3.2 | <6 | 0.05 | 2×10^{-19} | | 4000 | |
| SPIRIT | 25 to 400 | 1.4 | 4 | 0.05 | 1×10^{-19} | | $\sim 10^2$ | |
| OST-imaging | 100 to 300 | 5.9 to 9.1 | 4 | 0.05 | 2×10^{-19} | | $\sim 10^5$ | |
| OST-spectroscopy | 100 to 300 | 5.9 to 9.1 | 4 | 0.05 | 2×10^{-20} | | $\sim 10^5$ | $R \sim 500$ |

FIGURE 2.4 : Tableau récapitulatif des principaux détecteurs de l'infrarouge lointain au millimétrique associés à des projets d'observation passés et futurs, et leurs caractéristiques instrumentales (tiré de (Farrah, et al., 2019)).

Il existe aujourd'hui deux grandes familles de détecteurs permettant d'observer dans le submillimétrique en approchant les performances nécessaires aux besoins scientifiques actuels : les détecteurs thermiques (bolomètres résistifs et TES) et les KIDs. Dans les sections qui suivent nous décrivons les principes de base du fonctionnement de ces détecteurs.

2.1.2.1. Les bolomètres, principe général

Le bolomètre a été inventé par Samuel Pierpont Langley en 1880 (Langley, 1880) dans le but de mesurer plus précisément les caractéristiques du spectre solaire. Jusqu'alors et depuis la découverte du rayonnement infrarouge par Herschel en 1800 (voire section 2.1.1), le flux infrarouge réfracté par un prisme était mesuré à l'aide de thermopiles, donnant une mesure relative et peu précise. Le détecteur de Langley était composé de deux fines bandes de métal identiques faisant office de résistances et connectées électriquement en configuration de pont de Wheatstone. Une des deux bandes est

exposée aux flux lumineux tandis que l'autre ne l'est pas. La bande exposée subit un changement de température dû à l'absorption du rayonnement et subit donc une modification de sa résistance. En mesurant la variation de courant entre les bornes du pont de Wheatstone, on a accès à l'énergie absorbée. Cet instrument s'est révélé tout de suite être bien plus performant que les thermopiles, avec une sensibilité aux différences de température de l'ordre de $10 \mu\text{K}$.

Le fonctionnement de base des bolomètres n'a pas évolué depuis Langley. Ses caractéristiques ont été perfectionnées afin d'atteindre parmi les meilleures capacités de détection existantes de nos jours dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique. Une technologie basée sur le même principe est très utilisée en spectroscopie X et γ , et est appelée calorimètre. La différence est que les calorimètres détectent des photons uniques, et la variation de courant engendrée par son absorption permet de revenir à l'énergie du photon X incident.

On présente ici brièvement le principe de base du bolomètre et ses caractéristiques instrumentales. Dans la section suivante, les bolomètres de PACS/Herschel et les bolomètres B-BOP en cours de développement seront décrits dans le détail.

Un bolomètre est classiquement composé de trois éléments distincts :

- Un absorber fait d'une fine couche de métal, déposée sur un substrat de faible capacité calorifique.
- Un thermomètre relié thermiquement à l'absorber et électriquement au reste de la structure.
- Un lien thermique dit faible reliant le thermomètre à une source froide.

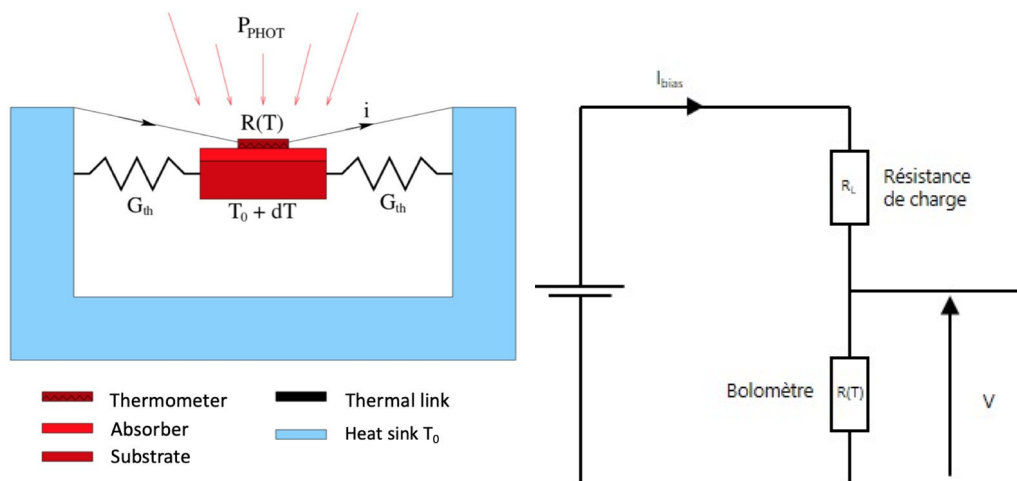


FIGURE 2.5 : A gauche : Description schématique du fonctionnement d'un bolomètre résistif. L'onde incidente est absorbée et convertie en chaleur par l'absorber. Le thermomètre mesure ensuite l'augmentation de température de l'absorber. Un lien faible permet au thermomètre de dissiper la chaleur vers la source froide. A droite : Circuit électrique associé, appelé pont potentiométrique.

Lorsqu'un flux lumineux arrive sur le détecteur, il est absorbé et chauffe le thermomètre. L'élévation de température modifie l'impédance du composant. Une source de courant couplée à la résistance de charge permet de convertir cette variation en potentiel électrique. Le lien thermique évacue l'énergie stockée dans le bolomètre vers la source froide. Le schéma électrique de base d'un bolomètre est un pont de résistance

Pour optimiser les performances d'un bolomètre, on peut jouer sur différents paramètres suivant l'application souhaitée :

- L'absorption par le composant détermine quelle proportion du rayonnement sera mesurée par le bolomètre.
- La capacité thermique C_{th} , étant le rapport de l'énergie absorbée sur l'élévation de la température dT . $C_{th} = dE/dT$. Plus un bolomètre est sensible, plus il est réactif pour une même quantité d'énergie absorbée, donc plus dT est grand pour un même dE . On doit ainsi minimiser C_{th} pour optimiser la sensibilité d'un bolomètre. Pour ce faire, sachant que $C_{th} = m \cdot c_s$ avec m la masse du composant et c_s sa chaleur spécifique, on peut soit réduire sa masse, soit sa température. En effet d'après le modèle de Debye (Debye, 1912), en dessous d'une température appelée température de Debye, la chaleur spécifique d'un matériau varie comme T^3 pour les semi-conducteurs et comme T pour les métaux et les matériaux amorphes. C'est pour cette raison que les bolomètres pour l'astronomie opèrent à des températures inférieures à 300 voire 50 mK aujourd'hui.
- La conductance G_{th} du lien thermique. Son optimisation est également primordiale pour la sensibilité du bolomètre. Le lien thermique permet de suspendre la partie sensible du bolomètre et de l'isoler thermiquement de la source froide (T_0), afin qu'il soit sensible aux plus faibles variations de température possible. Mais c'est aussi ce lien qui permet d'évacuer la chaleur du composant pour le ramener à la température d'équilibre. Plus G_{th} est faible plus le bolomètre est sensible, mais c'est aussi un facteur responsable de la constante de temps thermique τ du détecteur. Etant donné que $\tau = \frac{C_{th}}{G_{th}}$, un bolomètre rapide nécessite un G_{th} élevé ou un C_{th} faible. Le choix de la valeur de conductance implique donc de trouver un compromis entre sensibilité et rapidité du détecteur.
- Le comportement électrothermique du détecteur, caractérisé par le coefficient α . Ce coefficient que l'on peut appeler gain, défini par $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ correspond à la variation de résistance en réponse à une perturbation de température, et caractérise donc la sensibilité du bolomètre. Le signe de α dépend du sens de la pente de la courbe $R(T)$.

Dans le cas des bolomètres résistifs les thermomètres sont en matériaux semi-conducteurs. Un échauffement de celui-ci produit une baisse de la résistance. Le paramètre α est alors négatif. Le phénomène inverse se produit dans les cas des bolomètres TES en matériau supraconducteur, présentés plus loin.

Grandeurs caractéristiques d'un bolomètre résistif

On détaille ci-dessous les principales équations qui régissent le fonctionnement d'un bolomètre résistif sous un flux lumineux, et qui permettront de comprendre les designs des bolomètres de PACS et B-BOP présentés dans la partie suivante.

Considérons un flux optique incident de puissance $P_{ph}(t)$ arrivant sur le détecteur, modifiant ainsi sa résistance. Le courant dans celle-ci est alors modifié, et par effet Joule, une puissance $P_J(t)$ est dissipée.

Sur ce type de détecteur, des fluctuations à basse fréquence sont fréquemment constatées. On les traite le plus souvent à l'aide un modulateur devant le détecteur, ou bien en balayant la zone à cartographier à une vitesse constante. Ces deux modes équivalent à introduire une modulation du signal utile. On peut appeler $\delta P e^{i\omega t}$ cette modulation à la fréquence ω par rapport à la puissance émise par le fond du ciel et le fond instrumental P_1 . On peut écrire :

$$P_{ph}(t) = P_1 + \delta P e^{i\omega t} \quad (2.1)$$

De même pour la modulation de température associée cette puissance déposée sur le détecteur, par rapport à T_1 , la température du fond :

$$T(t) = T_1 + \delta T e^{i\omega t} \quad (2.2)$$

Par ailleurs, le lien thermique évacue de la puissance thermique qui peut s'écrire :

$$P_{th}(t) = \overline{G_{th}}(T_1 - T_0) + (G_{th})_1 \delta T e^{i\omega t} \quad (2.3)$$

où $\overline{G_{th}}$ est une valeur moyenne de la conductance de la chaleur dissipée entre le bolomètre et la source froide, et $(G_{th})_1 = \left(\frac{dP}{dT}\right)_{T_1}$ correspond à la valeur de la conductance à la température T_1 .

Enfin, la puissance stockée dans le bolomètre est $P_{bolo}(t) = \frac{dE}{dt} = C_{th} \frac{dT}{dt}$. Le bilan de puissance dans le détecteur donne donc :

$$P_{bolo}(t) = P_{ph}(t) + P_J(t) - P_{th}(t) \quad (2.4)$$

$$C_{th} \frac{dT}{dt} = P_{ph}(t) + P_J(t) - \overline{G_{th}}(T_1 - T_0) + (G_{th})_1 \delta T e^{i\omega t} \quad (2.5)$$

Pour le cas des bolomètres résistifs, α étant négatif, la résistance électrique diminue lors de l'échauffement du thermomètre. Si la tension était constante, le courant augmenterait, et P_J avec. G_{th} étant relativement faible, T augmenterait alors d'autant

plus et la résistance continuerait de baisser. Pour éviter cet emballement, ce type de bolomètre est polarisé en courant. P_J décroît donc en RI^2 tandis que P_{ph} augmente. Cette contre-réaction thermique assure une certaine stabilité de la quantité $(P_J + P_{ph})$ et tend à accélérer le refroidissement du bolomètre à sa température d'équilibre. Nous verrons, par la suite, que pour les TES, le même raisonnement nous conduira à considérer que les bolomètres supraconducteurs à α positif doivent être polarisés en tension.

Etant polarisé en courant, on peut écrire la puissance dissipée en fonction de $R, T_1, \delta T$ et I_{bias} le courant de polarisation :

$$P_J(t) = I_{bias}^2 \left(R(T_1) + \left(\frac{dR}{dT} \right)_{T_1} \delta T e^{i\omega t} \right) \quad (2.6)$$

On peut ainsi réécrire l'équation (2.4) :

$$\begin{aligned} \delta T e^{i\omega t} \left(i\omega C_{th} + (G_{th})_1 - I_{bias}^2 \left(\frac{dR}{dT} \right)_{T_1} \right) + \overline{G_{th}}(T_1 - T_0) \\ = P_1 + \delta P e^{i\omega t} + I_{bias}^2 R(T_1) \end{aligned} \quad (2.7)$$

On peut extraire de cette équation les termes indépendants de la température correspondant à l'état stable du bolomètre, des autres termes variables :

$$\begin{cases} P_1 + I_{bias}^2 R(T_1) = \overline{G_{th}}(T_1 - T_0) \\ i\omega C_{th} + (G_{th})_1 - I_{bias}^2 \left(\frac{dR}{dT} \right)_{T_1} = \frac{\delta P}{\delta T} \end{cases} \quad (2.8)$$

Réponse d'un bolomètre résistif

La réponse d'un bolomètre se définit par le ratio S de la variation de tension par rapport à la variation de puissance. Dans notre cas :

$$S = \frac{\delta V}{\delta P} = I_{bias} \left(\frac{dR}{dT} \right)_{T_1} \frac{\delta T}{\delta P} \quad (2.9)$$

$$S = \frac{I_{bias} \left(\frac{dR}{dT} \right)_{T_1}}{(G_{th})_1 - I_{bias}^2 \left(\frac{dR}{dT} \right)_{T_1} + i\omega C_{th}} \quad (2.10)$$

Avec $\alpha = \frac{1}{R} \left(\frac{dR}{dT} \right)_{T_1}$ le gain électrothermique et $G_e = (G_{th})_1 - I_{bias}^2 R \alpha$ la conductance thermique effective, on obtient :

$$S = \frac{I_{bias} R \alpha}{G_e (1 + i\omega \tau_e)} \quad (2.11)$$

en notant $\tau_e = \frac{C_{th}}{G_e}$ la constante de temps électrique du détecteur. Cette constante de temps est d'ailleurs plus faible que la constante de temps thermique τ du fait de la contre-réaction électrothermique. Tout comme, G_{th} , un compromis doit être trouvé pour la valeur de G_e entre la sensibilité et la rapidité électrique du système.

Les bruits du bolomètre

Le bruit électronique d'un détecteur correspond à l'ensemble des perturbations indésirables associées aux différents composants du détecteur et qui viennent se superposer au signal que l'on souhaite détecter. Ces perturbations ne contiennent pas d'information utile et ne peuvent être décrites que par leurs propriétés statistiques.

Déterminer les différentes sources de bruits pouvant altérer le signal du détecteur et les quantifier est primordial pour caractériser ses performances. Dans le domaine de la détection et en particulier de l'infrarouge lointain, on utilise la NEP, pour *Noise Equivalent Power*, en W/\sqrt{Hz} . Cette grandeur correspond à la puissance qui doit être déposée sur le détecteur pour faire varier sa réponse d'une quantité égale au bruit RMS à une fréquence donnée. Concrètement, c'est la plus petite puissance optique que le bolomètre peut détecter à cette fréquence. A partir des différentes sources de bruit NEP_i auxquelles est soumis un bolomètre, on peut déterminer la sensibilité globale de ce détecteur :

$$NEP = \sqrt{\sum_i NEP_i^2} \quad (2.12)$$

On liste ci-dessous ces principales sources de bruit. Notons qu'il existe d'autres types de bruits plus ou moins importants suivant la configuration du bolomètre considéré, tels que le bruit de lecture, les fluctuations thermiques de la source froide, les perturbations électromagnétiques, les bruits microphoniques, etc., mais nous nous focalisons ici sur les plus importants.

- Le bruit de photon

Ce bruit correspond à la fluctuation quantique des photons absorbés par le détecteur. Dans le cas de photons dans le visible ou le proche infrarouge, le bruit de photon suit une distribution de Poisson et les fluctuations varient proportionnellement à \sqrt{N} si N est le nombre moyen de photons incidents (Zmuidzinas, 2003). Dans le cas des photons à plus grandes longueurs d'onde (ondes radio), le bruit de photon suit une statistique de Bose-Einstein. Pour résumer ce comportement, puisque les photons arrivent par paquets, ils peuvent interférer et créer un bruit plus important que dans la statistique de Poisson (Lamarre, 1986). Les fluctuations varient alors proportionnellement à N . Dans le domaine infrarouge lointain et submillimétrique, on se trouve à la frontière de

ces deux régimes, et les simplifications liées aux statistiques de Poissons et de Bose-Einstein ne sont pas applicables. On doit donc caractériser la fluctuation par le carré de la moyenne quadratique du nombre de photons à une fréquence donnée :

$$\Delta n_{RMS}^2 = n(1+n) \quad (2.13)$$

avec n le nombre de photon. En tenant compte de l'énergie $h\nu$ et du facteur de densité d'états $h\nu^3/c^3$ des photons ainsi que la surface collectrice A et l'angle solide d'acceptance Ω du détecteur, ces fluctuations quadratiques peuvent être transformées en quantité macroscopique en puissance pour obtenir la NEP à la fréquence ν :

$$NEP_\nu = \int_0^\infty 2h\nu \sqrt{\frac{A\Omega}{\lambda^2} \frac{1}{e^{kT} - 1} \left(1 + \frac{1}{e^{kT} - 1}\right)} d\nu \quad (2.14)$$

Cette formule est valable pour les émissions de type corps noir. Dans le cas des corps gris, il faut multiplier n par l'émissivité $\epsilon(\nu) < 1$ du corps gris.

Le bruit de photon est la limite fondamentale de détection. Tout signal plus faible que cette fluctuation ne pourra être détecté. Dans le cas d'une observation astronomique, ce bruit dépend de l'émission du télescope, des avant-plans astronomiques ainsi que de l'atmosphère pour les observations depuis le sol. L'objectif lors de la conception d'un détecteur est d'obtenir un détecteur limité par le bruit de photon, c'est-à-dire que tous ses bruits intrinsèques sont inférieurs au bruit de photon. Pour Herschel par exemple, le bruit de photon était produit par le miroir primaire refroidi « seulement » à 80 K. Celui de SPICA était prévu pour être refroidi à 8 K afin d'augmenter significativement la sensibilité de l'ensemble de ses instruments.

Les bruits instrumentaux présentés ci-dessous sont les bruits intrinsèques au détecteur et à son système de lecture.

- Le bruit Johnson

Le bruit de Johnson, est un bruit thermique lié aux fluctuations thermiques des électrons dans une résistance R . C'est un bruit blanc dont la NEP associée peut s'écrire en fonction de la température T , la résistance R et la réponse du bolomètre.

$$NEP_{Johnson} = \frac{\sqrt{4kTR}}{S} \quad (2.15)$$

Pour le cas des bolomètres, R est la résistance équivalente du détecteur qui tient compte de la résistance de la partie sensible et de la résistance charge.

- Le bruit de phonon

Le bruit de phonon est également un bruit blanc thermique. Il est lié aux fluctuations des vibrations quantiques au sein du cristal lorsque le lien thermique dissipe l'énergie emmagasinée vers la source froide. La NEP associée se définit par :

$$NEP_{phonon} = \sqrt{4kT^2(Gth)_1} \quad (2.16)$$

où T est la température effective du détecteur et $(Gth)_1$ est la conductance thermique autour de T_1 .

Avec les expressions des NEP des bruits de Johnson et de phonon, on voit clairement pourquoi les bolomètres doivent être utilisés à très basse température. C'est une exigence primordiale pour optimiser la sensibilité du détecteur.

- Le bruit en 1/f

Le bruit en 1/f correspond aux fluctuations de la résistance du bolomètre dues à l'inhomogénéité des impuretés dans le cristal dopé. Ce bruit est principalement présent aux basses fréquences.

2.1.2.2. Les TES

Les bolomètres résistifs sont les détecteurs historiques pour la détection en astronomie submillimétrique. Pendant près de 40 ans, ils ont équipé les principaux instruments d'observation dans ce domaine atteignant des sensibilités inégalées. Ce n'est qu'à partir des années 2000 qu'une autre technologie de détection a commencé à démontrer des performances similaires aux bolomètres résistifs : les TES pour *Transition Edge Sensor*. Un TES est un bolomètre dont le thermomètre n'est pas un matériau semi-conducteur mais un métal. Cette différence change quelques principes de base du fonctionnement décrit précédemment pour les bolomètres résistifs.

Le principe du TES a été inventé lorsque (Andrews, et al., 1942) ont appliqué un courant à un fil de tantale supraconducteur refroidi à 3.2 K et ont mesuré la variation de résistance dans leur composant sous l'effet d'un flux infrarouge. Ils mirent au point les premiers prototypes de détecteurs TES dans les années qui suivirent.

Un TES est donc un bolomètre dont le thermomètre est un métal supraconducteur autour de sa température critique T_c . La transition en résistivité entre l'état supraconducteur et l'état résistif d'un matériau peut-être très rapide (figure 2.6). Ainsi la valeur du gain électrothermique α est très grande. La différence majeure avec un bolomètre résistif est que α est ici positif : lorsque la température du thermomètre métallique augmente, sa résistance augmente. C'est pour cette raison que les TES sont polarisés en tension et non pas en courant. Pour comparaison, alors que les bolomètres résistifs atteignent des valeurs de gain de l'ordre de la dizaine, les TES peuvent monter théoriquement jusqu'à quelques milliers (Holland, et al., 2002) en choisissant des transitions supraconductrices extrêmement abruptes. En pratique, un très grand α donne lieu à de fortes instabilités de la valeur de la température. On limite donc généralement α autour de plusieurs dizaines.

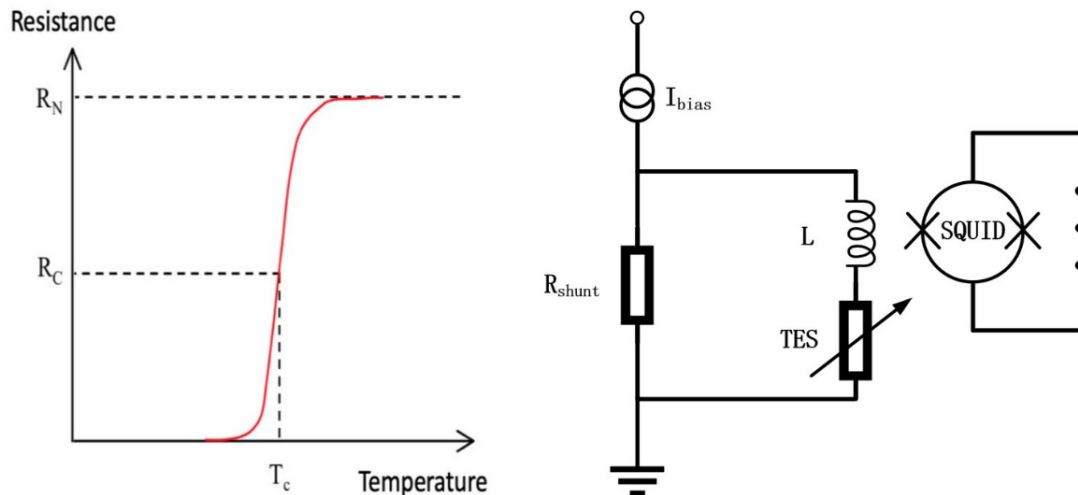


FIGURE 2.6 : A gauche : évolution caractéristique de la résistance d'un matériau supraconducteur en fonction de sa température. Les TES utilisent cette forte et rapide transition résistive pour mesurer la variation du signal incident. A droite : Schéma électrique, comportant le TES, une inductance L et la résistance de shunt, qui permet de stabiliser le circuit et maintenir le TES dans sa région de transition. Le circuit est polarisé en tension, il est lu et amplifié par un SQUID. (illustration adaptée de (Revéret, 2004)).

Les TES sont polarisés en tension et la variation de courant est lue par un amplificateur développé spécifiquement pour les très faibles impédances de ces détecteurs ($<1\Omega$), appelé SQUID pour *Superconducting Quantum Interference Device*. Lorsque de l'énergie se dépose sur le thermomètre, la résistance augmente et la puissance dissipée, définie ici par $P_j = V_{bias}/R^2$, tend à diminuer, et compense la puissance déposée P_{ph} . Cette contre-réaction électrothermique permet, comme pour les bolomètres résistifs, de garder le système stable. Cependant, le gros avantage est que cette contre-réaction réduit la constante de temps du détecteur beaucoup plus efficacement que pour les bolomètres polarisés en courant. Les efforts des dernières années d'un certain nombre d'équipes ont permis de perfectionner ces bolomètres et notamment les géométries et propriétés des thermomètres, ainsi que les techniques de multiplexage, leur permettant d'atteindre d'excellentes performances. Dans la gamme submillimétrique, les TES actuellement développés affichent des NEP de l'ordre de $10^{-19} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, comme les détecteurs de l'instrument SAFARI initialement conçu pour SPICA (Audley, et al., 2018).

2.1.3. Les autres technologies de détecteurs dans le submillimétrique

Les bolomètres (résistifs ou TES) sont les détecteurs qui ont été les plus utilisés sur les missions d'observation dans le submillimétriques passées et actuelles, mais d'autres technologies existent. Il faut citer les photoconducteurs, et les très en vogue KIDs.

Les photoconducteurs

De l'astronomie UV à l'infrarouge proche, les détecteurs parmi les plus courants et performants sont les détecteurs à effet photoconducteur ou photovoltaïque. Ce sont des détecteurs dont la partie sensible est un matériau semi-conducteur avec lequel la lumière vient interagir par effet photoélectrique interne. Lorsqu'un photon, d'une énergie E_{ph} rencontre le détecteur, il transfère son énergie au matériau semi-conducteur, et ce seulement si $E_{ph} > E_{gap}$, où E_{gap} est l'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction, appelée bande interdite. Dans ce cas, un électron est émis dans la bande de conduction, créant une paire électron-trou. En appliquant une tension dans ce matériau on peut collecter les charges créées par l'absorption des photons.

Dans les détecteurs semi-conducteurs, ce sont donc les propriétés des matériaux qui déterminent les gammes d'énergie détectables, et de manière plus générale, plus l'énergie des photons est faible plus il est difficile de les détecter avec ce type de détecteur. Pour des matériaux classiquement utilisés et ayant des bandes interdites relativement petite comme le silicium cristallin ou le germanium, leur limite de détection respective est théoriquement de 1.24 μm et 1.85 μm . Pour aller au-delà, des alliages de semi-conducteurs sont utilisés. On peut citer le HgCdTe (ou MCT), un alliage de cadmium, de mercure et de tellure dont la variation des proportions permet de faire varier la bande interdite jusqu'à des valeurs très basses pour couvrir de larges gammes spectrales du proche IR à plus de 20 μm (Hansen, et al., 1982).

Dans l'infrarouge lointain, cette technologie n'est pas disponible à moins de gros efforts pour baisser encore la bande interdite. Au-delà, on peut utiliser un phénomène similaire à la piézoélectricité pour réduire le gap. Ce fut le cas pour les photoconducteurs utilisés dans les instruments PACS sur le satellite Herschel et FIFI-LS sur l'observatoire aéroporté SOFIA, composé de plusieurs matrices de détecteurs en germanium dopé au gallium. Grâce à une forte compression (jusqu'à 690 N/mm²) du matériau modifiant sa structure cristalline, les pixels couvraient des longueurs d'onde allant jusqu'à 210 μm (Rosenthal, et al., 2002).

Les KIDS

Une technologie de détecteur concentre actuellement l'attention d'une majorité de la communauté (sub)millimétrique : les KIDs (*Kinetic Inductance Detectors*). Leur invention est attribuée à (Day, et al., 2003) et a rapidement été appliquée dans la détection du CMB, donc à des longueurs d'onde millimétriques.

Le fonctionnement des KIDs est basé sur la variation de l'inductance cinétique des matériaux supraconducteurs due à la cassure de paires de Cooper par des photons incidents. Un pixel de KID est composé d'un micro-résonateur LC en matériau supraconducteur déposé sur un substrat. Lorsqu'un flux de photons suffisamment

énergétique ($>2\Delta$) est absorbé par le circuit, il brise un certain nombre de paires de Cooper créant un surplus de quasi-particules qui sont injectées dans le circuit changeant ainsi son inductance et donc sa résonance et sa phase.

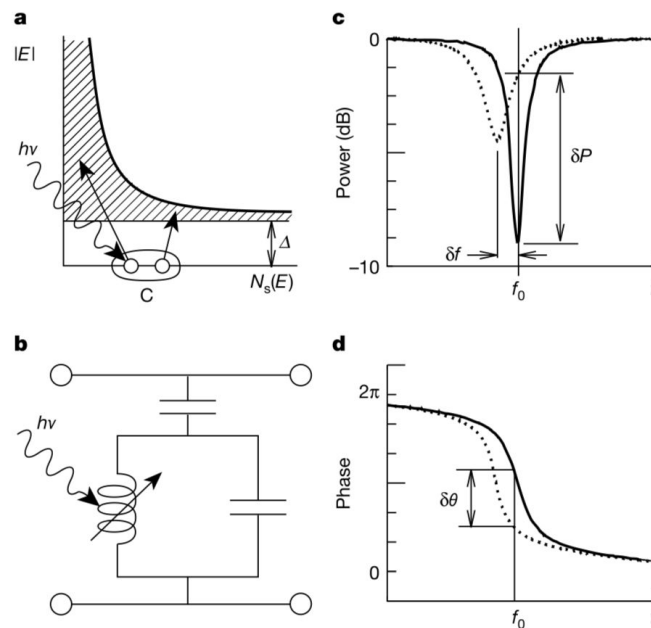


FIGURE 2.7 : Principe de détection du détecteur à inductance cinétique (KID). (a) Des photons d'énergie supérieure à 2Δ (Δ étant l'énergie de liaison de la paire de Cooper à une température donnée) forment des paires de Cooper et créent des quasiparticules. (b) Circuit résonnant équivalent (circuit LC parallèle) : le rayonnement entrant augmente la densité des quasiparticules et, par conséquent, diminue l'inductance cinétique L_k et ajoute une résistance série R . (c) Ces variations de L_k et de R déplacent la résonance vers une fréquence plus basse, la résonance est également plus large et moins profonde. L'amplitude du signal est alors modifiée ainsi que (d) la phase (tiré de (Day, et al., 2003)).

Le gros avantage de ces détecteurs est leur grande capacité de multiplexage. Dans la mesure où on peut ajuster la résonance initiale des circuits LC de chacun des pixels, ils peuvent être connectés en série et lus par un même amplificateur. De cette manière, il est possible de multiplexer jusqu'à plusieurs centaines de pixels de KID sur une seule matrice. De plus, ce sont des détecteurs très rapides ($\tau \sim 10 \mu\text{s}$) car la constante de temps d'un tel détecteur, est liée au temps de recombinaison des paires de Cooper. Cela nécessite cependant qu'ils soient lus à très haute fréquence (jusqu'au GHz) pour répondre aux besoins du multiplexage fréquentiel et limiter le bruit.

Les premiers KIDs dans le submillimétrique commencent à être installés sur des télescopes au sol ou embarqués sur ballon, et la majorité des propositions de futurs projets spatiaux prévoient d'utiliser ce type de détecteur. Par exemple, on peut évoquer les instruments NIKA et NIKA2 au télescope de 30 m de l'IRAM (Adam, et al., 2018) ou encore l'instrument CONCERTO (Fasano, et al., 2024) développé par des équipes françaises. Ce dernier était composé d'un spectro-imageur LEKID opérant entre 1 et 2.3 mm avec un double plan focal de plus de 2000 pixels par matrice. CONCERTO a été

installé sur le télescope APEX au Chili entre 2019 et 2020 pour observer la raie de [CII] à travers les époques cosmologiques, l'effet Sunyaev-Zel'dovich dans les amas de galaxies et la formation stellaire dans notre galaxie.

Les détecteurs utilisant les propriétés des métaux supraconducteurs (TES et KID) sont très sensibles aux variations de l'environnement magnétique, et doivent faire l'objet de blindages qui limitent cependant leur extension dans les projets spatiaux.

2.1.4. Les nouveaux enjeux des développements de détecteur

De l'étude de la poussière interstellaire aux amas de galaxies, percer les grands mystères de l'astrophysique implique de concevoir des instruments de détection toujours plus complexes. Nous avons déjà évoqué quelques paramètres primordiaux caractérisant la haute performance d'un instrument, comme la sensibilité ou le grand nombre de pixels dans les plans focaux. C'est notamment parce que les détecteurs de type KIDs ont la capacité de combiner ces deux qualités avec une facilité de fabrication qu'ils sont aujourd'hui plébiscités dans le submillimétrique, autant que dans d'autres gammes spectrales.

Avec la disponibilité et le développement rapide de nouvelles technologies, les enjeux entourant le design des détecteurs pour l'astronomie ont pris une nouvelle dimension depuis quelques années. Tout d'abord, avec la miniaturisation des technologies silicium pour la micro-électronique et la photonique nous sommes aujourd'hui capables de concevoir des systèmes extrêmement compacts et performants couplant l'optique à l'électronique de pointe. Ce gain en compacité est un atout majeur pour les instruments embarqués sur satellite car chaque gramme compte lors de la mise en orbite d'une mission spatiale. La compacité des nouveaux détecteurs va aussi évidemment de pair avec le gain en nombre de pixels par détecteur. Et cette dynamique est d'ailleurs renforcée par l'amélioration des techniques de multiplexage permettant de réduire le nombre de composants dans la chaîne de lecture d'une matrice.

Avec ces avancées permettant l'apparition de nouveaux types de détecteurs, est arrivée une idée : ajouter de l'instrumentation au sein des pixels. L'objectif est simple, il consiste à profiter de ces nouvelles technologies disponibles de micro-fabrication notamment, pour structurer les matrices de sorte qu'elles combinent plusieurs capacités parmi l'imagerie, la polarimétrie et la spectroscopie. Cela permettrait d'obtenir de « super-détecteurs » et de s'affranchir d'instruments encombrants habituellement utilisés (polariseurs, spectromètres, etc.), et des efforts d'alignement et de caractérisation associés. Il faut aussi rappeler que les instruments dans le submillimétrique doivent être refroidis à très basse température. Plus un instrument est massif, plus cela devient complexe et onéreux de le refroidir.

Nous faisons appel à deux exemples d'instruments pour illustrer le gain potentiel que permettrait l'« instrumentation dans le pixel »

Sensibilité à la polarisation

Dans le photomètre de la mission ballon du CNES, PILOT (Bernard, 2005), le signal polarisé était détecté grâce à un polariseur qui réfléchissait une composante de la polarisation et transmettait la composante orthogonale. Deux plans focaux étaient donc nécessaires pour détecter le signal complet, comme représenté sur la figure 2.8, ainsi qu'une lame demi onde tournante pour reconstituer les paramètres de Stokes.

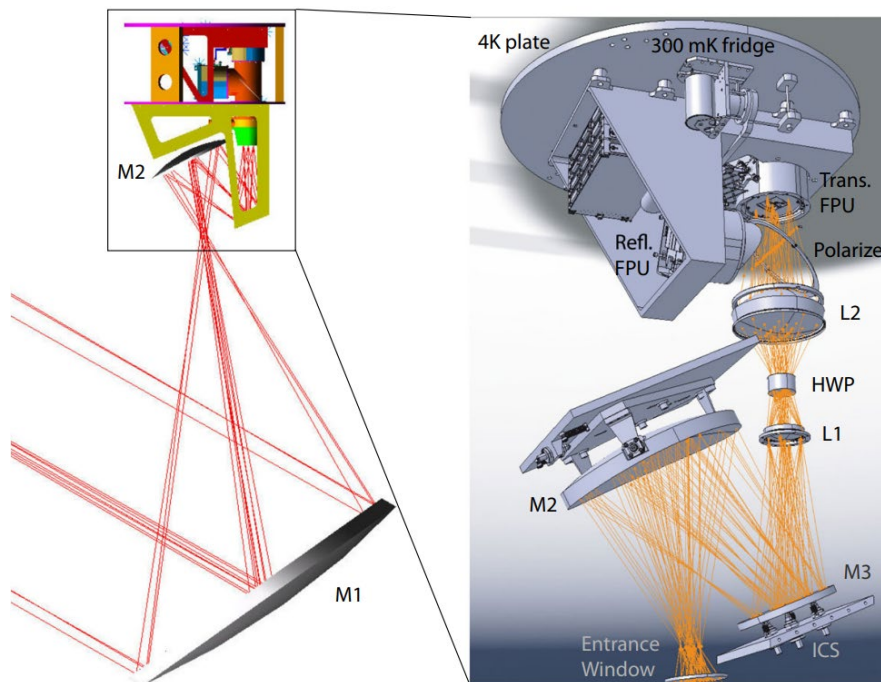


FIGURE 2.8 : Schéma optique (gauche) et modèle 3D (droite) de l'instrument Pilot, composé d'un polariseur fixe divisant le rayonnement sur deux plans focaux, un pour chaque sens de polarisation et de la lame demi-onde tournante (tiré de (Bernard, et al., 2016)).

D'autres instruments sont équipés par exemple de polariseurs tournants, nécessitant dans ce cas un mécanisme motorisé plus ou moins encombrant et ajoutant surtout un certain nombre de risques de panne.

Equiper ces instruments de détecteurs directement sensibles à la polarisation, leur ferait gagner en encombrement et en masse, des paramètres cruciaux sur des instruments spatiaux.

C'est un défi auquel s'attellent aujourd'hui de nombreuses équipes de la communauté submillimétrique avec en première ligne les technologie KIDs, car leur architecture et leur simplicité de fabrication favorisent l'intégration d'une structure sensible à la polarisation. C'est notamment le cas des détecteurs MKIDs de la mission ballon américaine BLAST-TNG (Lowe, et al., 2020), atteignant des sensibilités en vol de l'ordre de quelques $10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Spectroscopie

Comme nous le verrons dans la dernière partie de ce chapitre, il existe de nombreuses sortes de spectromètres pour l'astronomie. Les instruments qui couplent imagerie directe et spectroscopie sont généralement encombrants et relativement lourds. Prenons l'exemple du spectro-imageur de l'instrument SPIRE sur l'observatoire Herschel, présenté en figure 2.9.

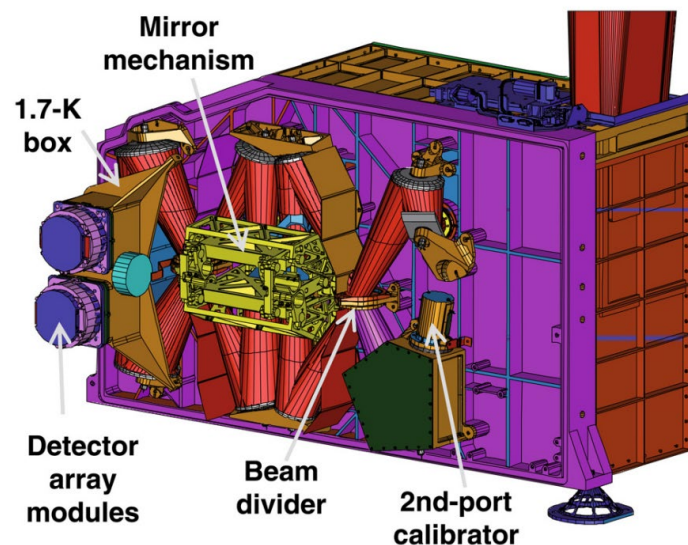


FIGURE 2.9 : Vue 3D du spectro-imageur SPIRE de l'observatoire spatial Herschel, équipé d'un FTS projetant le faisceau sur deux plans focaux de bolomètres couvrant les bandes 194-313 μm et 303-671 μm (tiré de (Griffin, et al., 2006)).

Cet instrument était équipé d'un spectromètre à transformée de Fourier (FTS), dont nous détaillerons le fonctionnement plus tard. Ce spectromètre est composé de plusieurs interfaces optiques et d'un mécanisme de translation d'un des miroirs. On voit en effet que l'ensemble des optiques du spectromètre et le mécanisme associé (en jaune) représentent la grande majorité du volume de l'instrument. Les FTS de ce type atteignent des résolutions de quelques milliers, et sont, aujourd'hui encore, très utilisés pour leurs excellentes performances.

Cependant, tout comme pour la polarisation, des spectromètres intégrés aux plans focaux de détecteurs commencent à voir le jour et visent à concurrencer les spectro-imageurs plus classiques. On peut encore une fois citer la technologie KIDs, dont les premiers pixels intégrant la spectroscopie commencent à voir le jour (cf. partie 2.3.1.6)

Les développements présentés dans cette thèse se placent précisément dans cette dynamique d'intégration de nouvelles fonctionnalités au sein des pixels, mais du côté des bolomètres résistifs. Dans la section qui suit, nous présentons les détecteurs bolométriques développés au CEA, les innovations apportées ces dernières années, et particulièrement l'intégration de la polarisation dans les pixels des matrices de bolomètres. L'étape suivante consistant à intégrer de la spectroscopie sur le plan focal

est le point central des travaux présentés ici, et les solutions de spectroscopies compactes candidates sont détaillées dans les deux chapitres qui suivent.

2.2. LES BOLOMETRES AU CEA, DE PACS A B-BOP

Dans cette partie, nous décrivons les innovations apportées par le CEA aux bolomètres résistifs à travers le développement de deux technologies successives de détecteurs, les bolomètres de PACS/Herschel et les bolomètres de SPICA/B-BOP (Revéret, et al., 2020). Nous terminerons par présenter les derniers résultats de caractérisation en laboratoire des performances optiques et électriques des bolomètres B-BOP.

2.2.1. PACS, le bolomètre à cavité quart-d'onde

Absorption par cavité quart-d'onde

Jusque dans les années 1990, les bolomètres résistifs captaient le rayonnement à l'aide de cornets qui permettaient de faire converger les rayons sur l'absorbeur. Les détecteurs les plus efficaces et sensibles à cette époque étaient ceux du JPL (Bock, et al., 1996), qui ont ensuite équipé les instruments HFI de la mission Planck (figure 2.10) et SPIRE de la mission Herschel. Ces bolomètres, de type *spider-web*, étaient composés d'une fine couche d'or déposée sur une structure en toile d'araignée en nitrure de silicium (Si_3N_4). Cette structure jouait le rôle d'isolant à la source froide, à 100 mK pour HFI. Les thermomètres en germanium NTD¹ étaient déposés à la main sur chaque pixel. Ils mesuraient l'élévation de la température liée à l'absorption du signal. Chacun de ces pixels était ensuite placé au foyer d'un cornet (i.e. un cône de Winston), permettant ainsi de faire converger le rayonnement vers l'élément sensible et en absorber la plus grande proportion possible. Cette technique était la plus répandue pour les bolomètres submillimétriques. En théorie, d'après les équations de Maxwell, l'absorption maximale atteignable d'une onde par une couche métallique lorsque son impédance est égale à la moitié de celle du vide est de l'ordre de 50%. Pour augmenter cette efficacité, les bolomètres étaient placés dans des sphères intégrantes dans lesquelles l'onde s'y réfléchissait plusieurs fois et délivrait à chaque passage une partie de son énergie au détecteur. Ces sphères étaient souvent associées à des cônes de Winston permettant de collecter l'onde.

¹ NTD (Neutron Transmutation Doped) : Détecteurs dopés par transmutation neutronique (Haller, 1994). La transmutation neutronique dans une installation nucléaire garantit l'homogénéité des dopants dans le cristal.

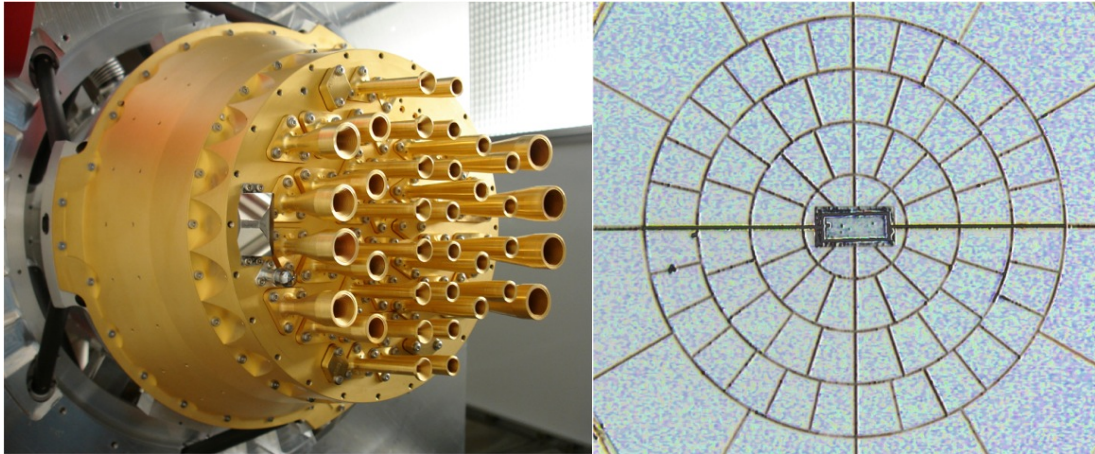


FIGURE 2.10 : A droite : Photo du plan focal de l'instrument HFI de Planck composé de 36 bolomètres à cornets couvrant les fréquences de 30 à 857 GHz (©ESA). A gauche : Bolomètre spider-web de HFI pour la bande 143 GHz (tiré de (Lamarre, et al., 2009)).

A partir de 1995, le CEA a commencé à développer une solution de bolomètre comportant deux innovations majeures par rapport aux bolomètres usuels. La première fut d'utiliser les techniques de micro-fabrication du silicium utilisées habituellement pour les MEMS afin de fabriquer des matrices de bolomètres tout-silicium avec un haut niveau de complexité. Cela permet de combiner directement dans le plan focal la partie sensible du détecteur et une électronique de lecture cryogénique.

La deuxième innovation permet de s'affranchir des cônes de Winston qui ont des angles d'acceptation limités. Le concept développé par les équipes du CEA se base sur le principe d'absorption par résonance quart-d'onde, (Fante & McCormack, 1988) et (Hadley & Dennison, 1947), et sur la théorie de l'absorption de Gabriel Lippmann. Le concept est une matrice continue de pixels de bolomètres suspendus à une distance de $\lambda/4$ au-dessus d'un réflecteur. Tirant ainsi parti du phénomène d'absorption résonnante, l'efficacité théorique de tels détecteurs dépasse 90%.

A la surface du réflecteur, le champ électrique tangentiel s'annule car l'onde réfléchie est en opposition de phase avec l'onde incidente. Des champs stationnaires E et B s'installent au-dessus du miroir, avec un nœud de champ électrique à la surface de celui-ci et tous les $(2k+1)\lambda/2$ (k entier), et un déphasage de $\pi/2$ du champ B par rapport au champ E, comme présenté sur la figure 2.11.

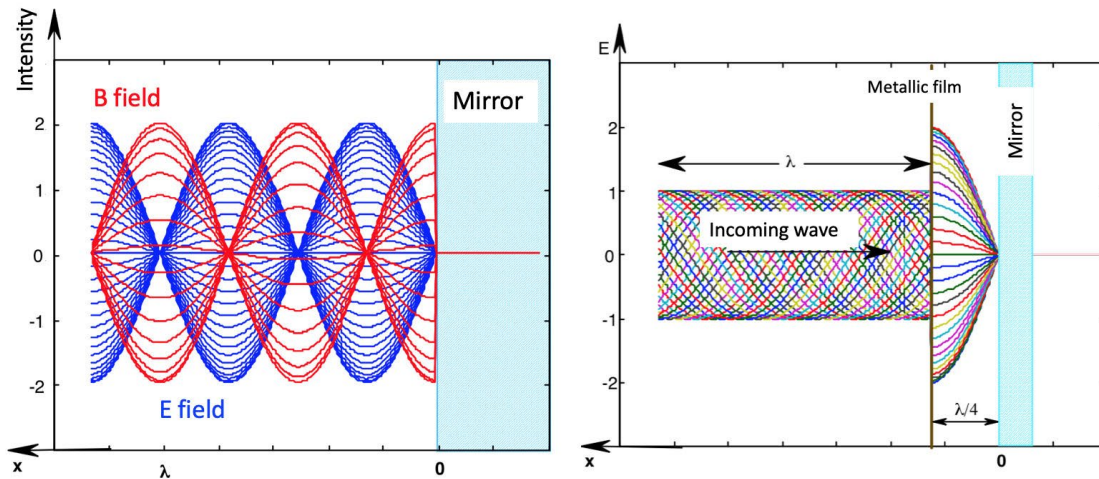


FIGURE 2.11 : A gauche : Champs électrique et magnétique résultants de la réflexion sur un miroir. A droite : Plusieurs ondes incidentes déphasées sur une cavité. Quel que soit le déphasage, l'onde résultante de l'interférence des ondes réfléchi et incidente présente un maximum de champ électrique à une distance de $\lambda/4$ du miroir (schémas de L. Rodriguez).

Comme on le voit sur la figure 2.11, à tous les $(2k+1)\lambda/4$ il y a un « ventre » de champ électrique et un nœud de champ magnétique. A ces endroits-là, l'énergie est entièrement concentrée dans le champ électrique et peut être dissipée entièrement dans une couche absorbante dont la résistance est adaptée à celle du vide (partie droite de la figure).

La réponse spectrale des bolomètres construits avec une cavité quart-d'onde est donc donnée par la taille du gap entre le miroir et l'absorbeur. L'absorption est maximale à la longueur d'onde égale à quatre fois la taille de la cavité optique et décroît lorsqu'on s'éloigne de cette valeur.

Une telle architecture permet de concevoir des détecteurs plans, plus compacts et moins massifs que les bolomètres à cornets. Cette technique a été largement reprise par les équipes développant des bolomètres résistifs, des TES et mêmes des KIDs. Il faut d'ailleurs noter que ces améliorations et simplifications apportées aux plans focaux des détecteurs ont largement facilité et encouragé les développements actuels sur l'intégration de nouvelles fonctions instrumentales au sein des pixels.

Architecture de PACS

La caméra de l'instrument PACS qui a volé sur la mission Herschel a été conçue au CEA et fut la première équipée de bolomètres intégrant la technologie susmentionnée de cavité quart-d'onde en technologie silicium. Une matrice de ces détecteurs, refroidis à 300 mK, était composée de 16x18 pixels carrés de 750 μm de côté. Dans un pixel, la structure suspendue est une grille de silicium reliée à la source froide par quatre poutres fines en silicium (figure 2.12).

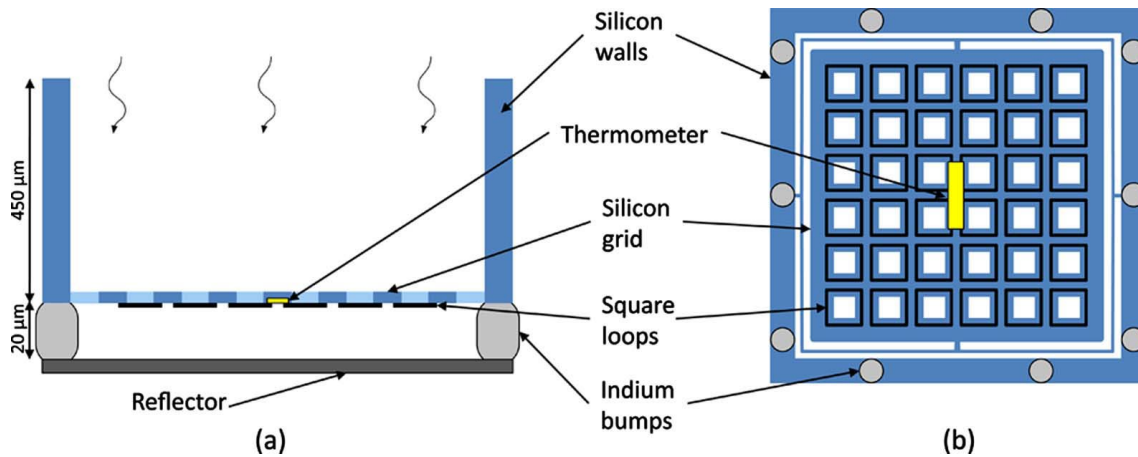


FIGURE 2.12 : Vue latérale de l'architecture de la cavité quart d'onde du pixel bolométrique de PACS. Les absorbeurs (carrés noirs) sont déposés sur la face arrière de la grille de silicium. (b) Vue de la grille du pixel depuis le bas. Le thermomètre Si:P:B est situé au centre de la grille de silicium. La grille est reliée aux parois inter-pixels par d'étroites poutres de silicium. Les parois de silicium ont une hauteur de $450\ \mu\text{m}$ et une épaisseur de $70\ \mu\text{m}$, pour un pas de pixels de $750\ \mu\text{m}$ (extrait de (Revéret, et al., 2010)).

Sur cette structure sont déposés des absorbeurs carrés en TiN dont la géométrie a été calculée pour que la surface totale ait une impédance équivalente adaptée à celle du vide. Le thermomètre est lui placé au centre de la grille. Il est fait de silicium dopé au bore et au phosphore (Si:P:B). L'avantage d'utiliser une technologie de senseur en silicium, par rapport au germanium régulièrement utilisé par exemple, est qu'elle est compatible avec les processus de fabrication et d'usinage sur wafer de silicium, incluant également les techniques de dopage.

La relation de dépendance entre la température et la résistance du silicium dopé est décrite par (Shklovskii & Éfros, 1975) :

$$R = R_0 \exp\left(\sqrt{\frac{T_0}{T}}\right) \quad (2.17)$$

Où R_0 et T_0 dépendent du dopage du thermomètre. Cela signifie que les propriétés électriques du thermomètre sont directement dépendantes du dopage. Le dopage silicium est utilisé dans ce cas en effet pour augmenter la résistivité du matériau jusqu'à quelques TΩ à la température d'utilisation de PACS.

Cette grille de silicium supportant le thermomètre et les absorbeurs est suspendue à la source froide également en silicium. Celle-ci est maintenue au-dessus d'un réflecteur en or par des billes d'indium de $25\ \mu\text{m}$ de hauteur. Ce sont ces billes qui créent d'une part la cavité quart-d'onde entre le réflecteur et la structure et qui assurent d'autre part le lien thermique avec la source froide.

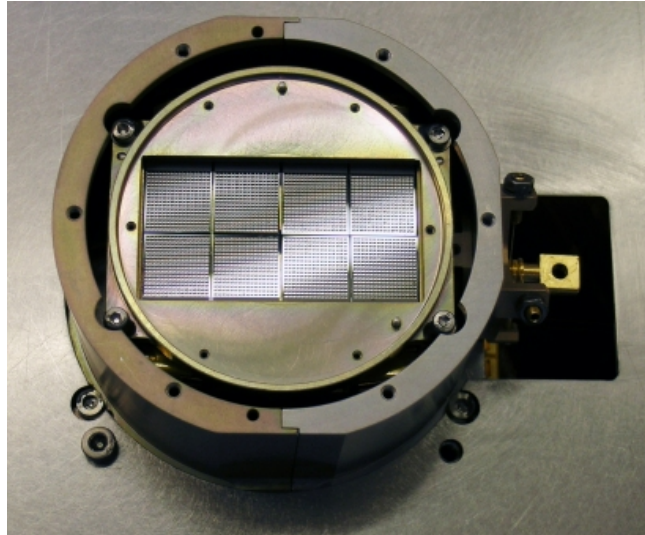


FIGURE 2.13 : Photo du plan focal de bolomètres de l'instrument PACS (©CEA).

Le plan focal de PACS était composé au final de 2560 pixels et a été pendant longtemps le plus grand plan focal de bolomètre en opération. La sensibilité de PACS atteignait des valeurs de l'ordre 10^{-16} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$, et associé à l'instrument SPIRE sur Herschel, il a permis de faire les avancées parmi les plus importantes jamais réalisées dans la compréhension de la physique du milieu interstellaire.

2.2.2. B-BOP, un imageur polarimètre

A la suite de l'observatoire Herschel, une collaboration entre des équipes européennes et japonaises avait fait émerger le projet SPICA (*Space Infrared Telescope for Cosmology and Astrophysics*), un observatoire spatial dont le but était d'approfondir les découvertes récentes sur le MIS, et notamment de percer les mystères entourant le rôle du champ magnétique dans l'organisation filamentaire des zones de formation d'étoiles. Les équipes du CEA qui avaient commencé à développer le successeur des bolomètres de PACS, avec l'objectif d'augmenter de deux ordres de grandeur la sensibilité et d'être sensible à la polarisation de la lumière, ont rejoint le projet avec un instrument nommé B-BOP. En 2020, SPICA était en lice pour être la mission M5 du programme Cosmic Vision de l'ESA, mais à quelques mois de la sélection finale les instances de l'agence européenne ont décidé de retirer SPICA de la course. Le développement des bolomètres de B-BOP s'est cependant poursuivi, et nous présentons dans cette section les caractéristiques principales qui régissent le fonctionnement de ce détecteur innovant, lui permettant d'attendre de très hautes performances en efficacité (>90%) et en sensibilité ($\sim 10^{-18}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$) notamment. La section suivante est consacrée aux derniers résultats en date de caractérisation en laboratoire des premiers prototypes de détecteurs de B-BOP.

Trois bandes de détection étaient prévues pour l'instrument B-BOP : 100 μm , 200 μm et 350 μm . Les développements des briques technologiques et la preuve de concept

de ces nouveaux détecteurs ont été réalisés pour la bande 100 μm , sachant que les matrices couvrant les deux autres bandes nécessiteraient quelques adaptations. Depuis l'abandon du projet, les premiers prototypes complets de détecteur B-BOP-100 ont été fabriqués et tout ce que nous présentons dans ce qui suit concerne ce type de matrices, excepté dans la section dédiée à B-BOP-350. Des premiers modèles tests de ce type de matrices ont été conçus dans le but de démontrer le fonctionnement des paramètres modifiés.

Architecture du pixel de B-BOP

L'architecture de B-BOP reprend celle des détecteurs de PACS avec des pixels de 750 μm de côté, composés d'une grille d'absorbeurs suspendue au-dessus d'une cavité quart-d'onde. Cependant, un certain nombre de modifications importantes ont été apportées.

Tout d'abord, les bolomètres de B-BOP fonctionnent à une température de 50 mK, ce qui leur permet de gagner plus d'un ordre de grandeur en sensibilité par rapport à PACS.

Ensuite, contrairement à PACS, le détecteur est construit directement sur circuit intégré (« *above-IC* »). Les différentes structures du détecteur sont batiées couche par couche à partir d'un wafer portant le circuit CMOS par dépôt de matière et gravure. La figure 2.14 schématise l'empilement des différentes couches constituant le bolomètre B-BOP. La cavité quart-d'onde est faite de 11 μm de dioxyde de silicium (SiO_2) et de 2 μm de vide. Cela rend la structure plus compacte et facilite la suspension de la structure en silicium.

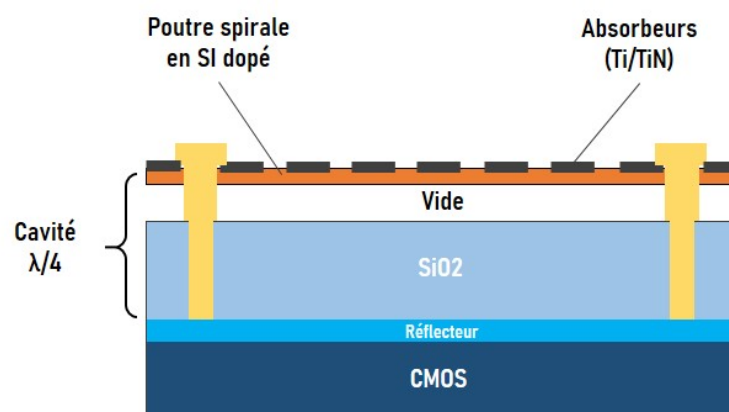


FIGURE 2.14 : Vue latérale schématique d'un pixel de B-BOP. L'ensemble de l'empilement est extrudé sur un circuit CMOS, la cavité quart-d'onde est réalisée avec 11 μm de dioxyde de silicium et 2 μm de vide. Les absorbeurs (en noir) sont déposés sur une structure en silicium dopé qui fait à la fois office de thermomètre et de lien thermique vers la source froide. Ces poutres sont connectées à la source froide par des clous en cuivre (en jaune).

Une particularité de ce bolomètre est qu'il n'y a plus de thermomètre placé en ilot central de la grille suspendue. Le choix qui a été fait afin d'optimiser la dissipation de

la puissance et la réponse thermique du système a été de combiner le lien thermique à la source froide avec le thermomètre. Concrètement, sur B-BOP la grille suspendue est en fait composée de quatre poutres en Si:P:B en spirales, sur lesquelles sont répartis les absorbeurs, et le tout soutenu par des clous en cuivre au-dessus du réflecteur. Jusqu'à présent, la variation de température n'était mesurée qu'au niveau de l'îlot central, de température homogène. Ici, la chaleur transmise par les absorbeurs n'est pas uniforme le long des poutres et elle s'évacue vers la source froide de proche en proche. De ce fait, la résistance thermique est différente selon l'endroit où la lumière a été absorbée. Les paramètres géométriques de cette structure ont pu être optimisés à l'aide de calculs numériques par éléments finis pour trouver un compromis entre le gain électrothermique α , l'efficacité optique, la vitesse du détecteur et la stabilité mécanique. Dans cette configuration, les bras spiraux font 1.3 mm de long pour une section de $4 \times 1.5 \mu\text{m}$. Pour comparaison, les bras des liens thermiques de PACS faisaient $700 \times 5 \times 5 \mu\text{m}$. De même les dimensions des dipôles ont été optimisées pour absorber au maximum le rayonnement ($>95\%$) autour de $100 \mu\text{m}$ tout en limitant la polarisation croisée. Ce sont en effet ces dipôles et leur agencement qui permettent à B-BOP d'être sensible à la polarisation de la lumière.

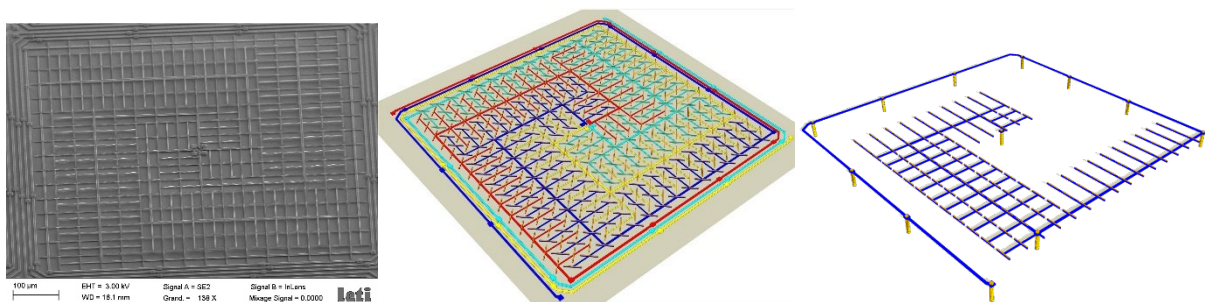


FIGURE 2.15 : A gauche : photo au microscope électronique d'un pixel de bolomètre de B-BOP. Au centre : représentation 3D des quatre réseaux de dipôles d'un pixel à $\pm 45^\circ$, déposés sur les quatre poutres spirales suspendues en Si:P:B (©CEA). A droite : vue d'une seule spirale suspendue. Dans un pixel, quatre thermomètres en spirale supportent chacun une partie du réseau d'absorbeurs, et sont complètement isolés thermiquement et électriquement les uns des autres. Cette architecture permet de mesurer, au sein d'un pixel, simultanément deux directions de polarisation. Les poutres ne supportant pas de dipôles correspondent aux résistances de charge associées à chaque thermomètre. Les clous en cuivre (en jaune) supportent les spirales et servent de lien thermique aux bolomètres.

Les spirales, constituant donc les thermomètres du pixel sont en silicium dopé au phosphore et au bore afin d'augmenter la conductivité à basse température, à l'instar des bolomètres de PACS. Cette organisation particulière du pixel permet au détecteur d'être sensible à la polarisation. On distingue sur le figure 2.15 les quatre bras spiraux, reliés au centre par un clou en cuivre, et sur lesquels sont déposés quatre réseaux de dipôles absorbants en Ti/TiN. Ce réseau est constitué de 240 dipôles dans une direction (reliés par les deux spirales bleues) et de 240 dipôles tournés de 90° (reliés par les spirales rouges et jaune), et a une résistance proche de celle du vide (i.e 377Ω) à 50

mK dans la gamme THz. Les deux directions de dipôles sont découplées thermiquement et électriquement ce qui permet de mesurer leur signal indépendamment. Sur la figure 2.15, les extensions des spirales sur le pourtour du pixel correspondent aux résistances de charges associées aux quatre thermomètres et qui sont fortement liées thermiquement à la source froide.

Pour résoudre la polarisation de la lumière incidence, ces deux types de dipôles ne suffisent pas. En effet, la polarisation du champ électrique de la lumière dépend de quatre paramètres, les paramètres de Stokes, dont trois sont liés à la polarisation linéaire. Le calcul des paramètres de Stokes pour résoudre la polarisation de la lumière est détaillé en annexe B. Pour déterminer ces trois paramètres utiles dans notre cas, il est nécessaire d'avoir une mesure de la polarisation verticale et horizontale mais également une mesure de la polarisation à $\pm 45^\circ$. Un deuxième type de pixel a donc été ajouté dans lequel tous les absorbeurs sont tournés de 45° . Sur la matrice du détecteur, il a été choisi d'alterner les pixels orientés à $0/90^\circ$ et ceux à $\pm 45^\circ$, créant ainsi une sorte de pavage damier (figure 2.16). De cette façon, en définissant une tache d'Airy couvrant au moins 4 pixels (2 de chaque orientation), on peut déterminer complètement la polarisation de la lumière incidente.

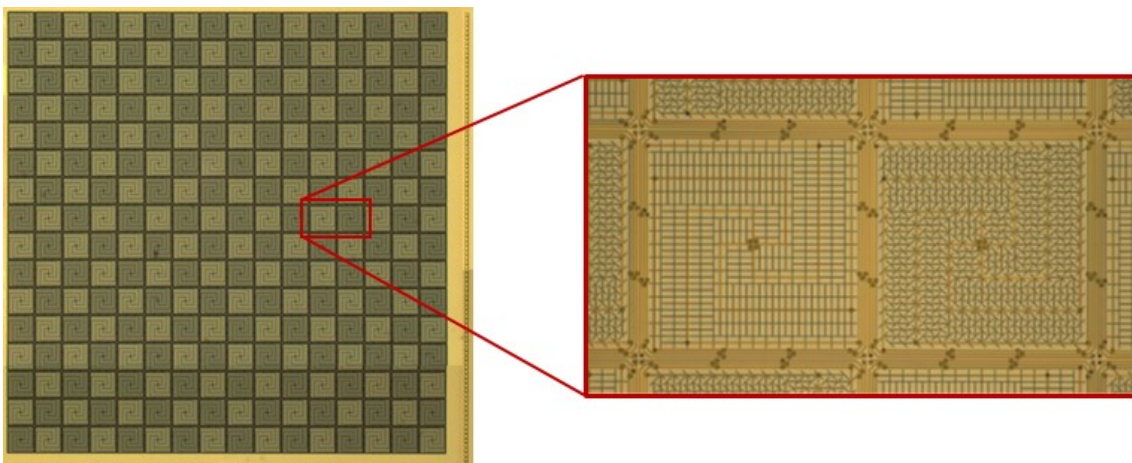


FIGURE 2.16 : Photo d'une matrice de 16*16 pixels de B-BOP, alternant les pixels dont les absorbeurs sont orientés à $0/90^\circ$ et les pixels à $\pm 45^\circ$ permettant de déterminer les 3 paramètres de Stokes nécessaires pour résoudre complètement la polarisation linéaire du rayonnement incident.

Architecture électrique

La mesure de l'ensemble des signaux d'un pixel de B-BOP est réalisée à l'aide de six circuits CMOS. Les bolomètres de B-BOP sont disposés en ponts de Wheatstone, toujours polarisés en courant, mais dont la configuration est un peu plus complexe qu'un bolomètre simple. Il faut en effet lire simultanément les signaux des quatre spirales et leurs quatre résistances de charge associées. Avec six points de mesures, il est possible de reconstituer les signaux des quatre bras spiraux. La figure 2.17 décrit le schéma électrique d'un pixel ou les « R_V » et « R_H » correspondent respectivement aux

résistances des thermomètres supportant les dipôles verticaux et horizontaux. Les « R_C » sont les résistances de charge.

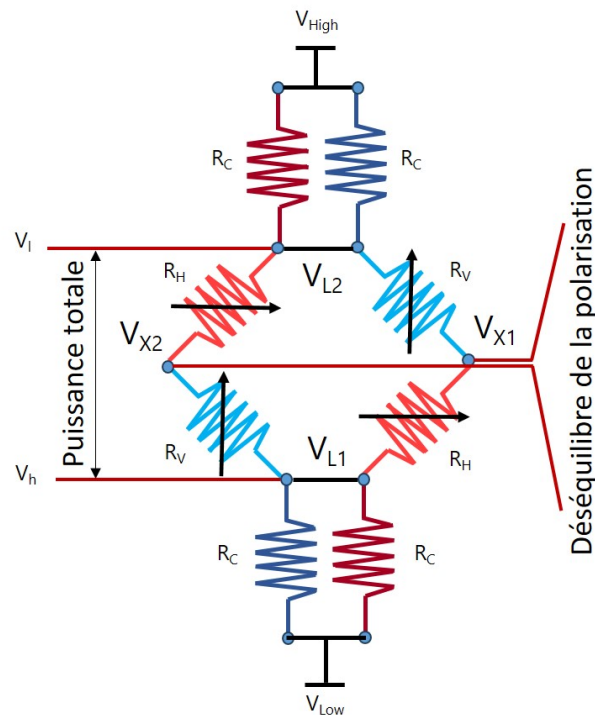


FIGURE 2.17 : Pont de Wheatstone d'un pixel de B-BOP. Les résistances rouges sont les thermomètres liés aux absorbeurs horizontaux et les bleues, ceux liés aux absorbeurs verticaux. Les résistances foncées sont les résistances de charge de chacun des thermomètres du pixel. La différence de potentiel entre V_{X1} et V_{X2} donne le déséquilibre relatif à la polarisation optique du signal, et la différence de potentiel entre V_{L1} et V_{L2} correspond à la puissance totale absorbée par le bolomètre.

Lorsqu'un flux lumineux est absorbé, les spirales s'échauffent et leur résistance chute. Mesurer $V_h - V_i$ permet d'obtenir la puissance totale absorbée. Lorsque le flux est polarisé, les absorbeurs verticaux et horizontaux produisent des températures différentes sur les bras horizontaux et verticaux, correspondant à des variations de résistance différentes. V_{X1} et V_{X2} s'éloignent alors chacun dans un sens de la position d'équilibre $(V_{High} - V_{Low})/2$. La mesure de la différence de potentiel entre V_{X1} et V_{X2} permet de mesurer le déséquilibre du pont et d'en déduire la polarisation du signal incident.

Application de B-BOP pour la bande $350 \mu\text{m}$

Les matrices de bolomètres B-BOP-100 telles qu'elles ont été fabriquées ont servi de preuves de concept pour les différentes briques technologiques qui les composent, et pour démontrer les performances instrumentales atteignables avec ce type de détecteur. Les efforts instrumentaux ont porté leurs fruits et de très bons résultats ont été obtenus sur ces matrices, prouvant ainsi leur bon fonctionnement et leurs performances. Nous présentons rapidement les principaux résultats de caractérisation à la fin du chapitre 4 et au début du chapitre 5 de ce manuscrit.

Après l'arrêt de SPICA, l'équipe s'est demandé comment exploiter l'investissement, plutôt positif, de ce développement. Pour cela il faut éprouver ces dispositifs de détection dans le cadre d'une observation réelle. N'ayant aucune opportunité crédible sur une plateforme spatiale ou aéroportée, nous avons convenu d'installer des matrices polarimétriques sur un observatoire au sol accessible : la camera ArTeMiS sur le télescope APEX (Revéret, et al., 2014).

Un détecteur B-BOP dans la bande $350\ \mu\text{m}$ a donc été imaginé dans l'optique de succéder aux bolomètres de cette caméra. Pour concevoir un bolomètre de type B-BOP à $350\ \mu\text{m}$, il faut adapter les dimensions à la longueur d'onde ciblée, c'est-à-dire ajuster :

- La taille de la cavité quart-d'onde
- La dimension des absorbeurs

Pour cette deuxième caractéristique il suffit d'augmenter la longueur des absorbeurs par un facteur 3.5. Il est en revanche structurellement difficile de fabriquer une cavité sous les absorbeurs 3.5 fois plus grande que celle de B-BOP-100. Il a donc fallu trouver une technique permettant de garder les dipôles suffisamment proches du réflecteur tout en conservant une excellente efficacité d'absorption. La technologie développée avec le CEA/Leti pour ce cas précis est un réflecteur constitué d'une méta-surface, appelée HIS pour *High Impedance Surface* (Dussopt, et al., 2022). Sur une HIS, l'impédance est modifiée afin que le rayonnement qui s'y réfléchit se déphase différemment d'un miroir classique. La HIS est composée de « patches » métalliques dont les dimensions sont de l'ordre du dixième de la longueur d'onde, déposés dans de l'oxyde à une dizaine de microns au-dessus d'un réflecteur, comme décrit par le schéma en figure 2.18.

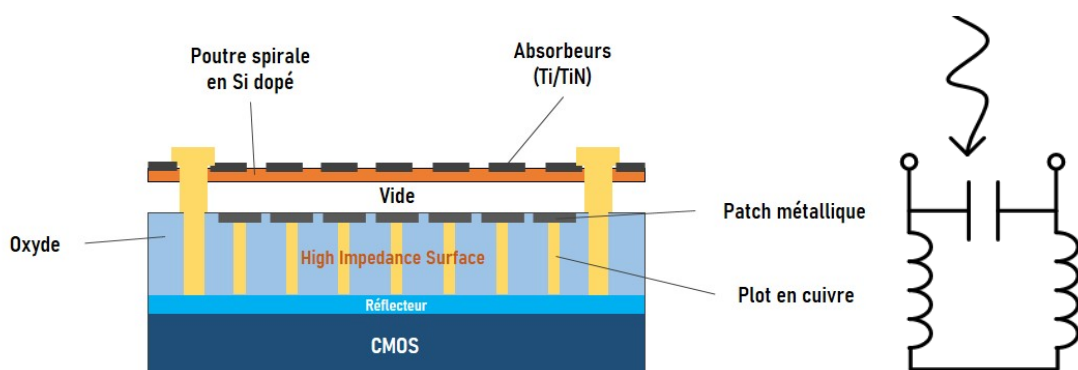


FIGURE 2.18 : A gauche : vue latérale schématisée d'un pixel de B-BOP-350. La cavité quart-d'onde est structurée en une surface haute impédance (HIS) permettant de réduire le déphasage de l'onde réfléchie et rapprocher les absorbeurs du réflecteur sans perdre en efficacité d'absorption. La HIS est une structure sub- λ composée de patches métalliques supportés par des clous. L'impédance caractéristique de la HIS déphase le rayonnement incident différemment d'un miroir classique. A droite : circuit électrique LC équivalent à la HIS. En adaptant les dimensions et les propriétés physiques des matériaux de la HIS, on adapte les valeurs de L et de C pour ajuster l'impédance de surface du dispositif.

A l'aide de calculs basés sur un modèle de circuit électrique équivalent, les dimensions des patches, la distance au réflecteur et le gap entre chaque patch sont optimisés afin d'obtenir l'impédance adaptée au déphasage souhaité. A la surface d'un miroir classique, l'onde réfléchie en opposition de phase (π), et le maximum de champ électrique se trouve ainsi à une distance optique de $\lambda/4$. Si on réduit le déphasage en réflexion, on rapproche alors le maximum de champ électrique de la surface réfléchissante.

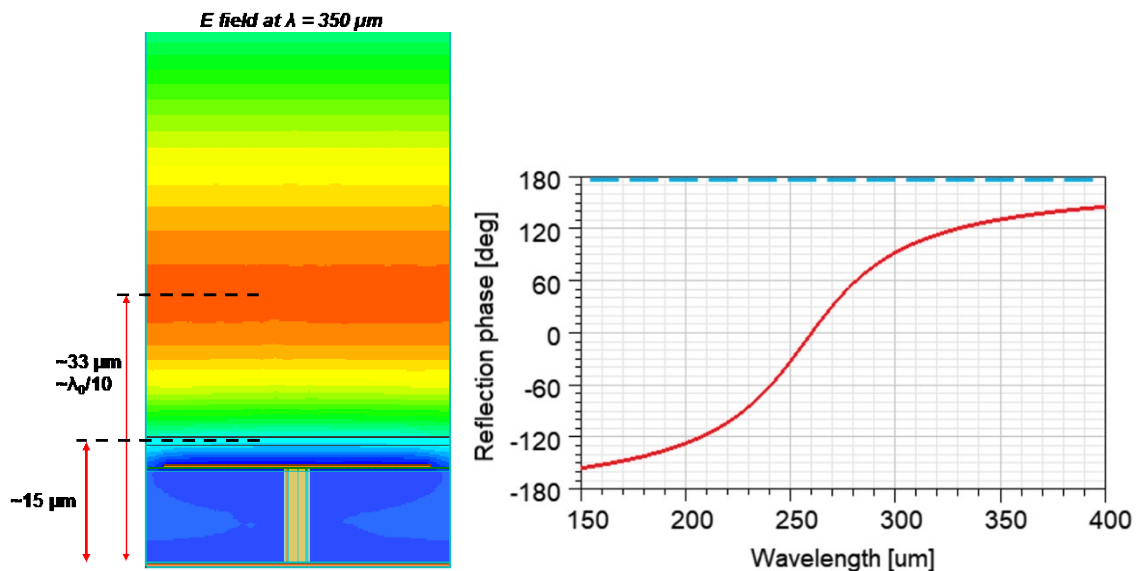


FIGURE 2.19 : A gauche : le champ électrique au-dessus de la Surface Haute Impédance simulé par éléments finis. A droite : la phase de l'onde réfléchie, sachant que les pointillés bleus correspondent au cas trivial d'une réflexion métallique. La longueur d'onde de la résonance est, elle, située à la valeur de phase zéro.

Il faut également prendre en compte que la couche d'absorbeurs est relativement proche de la couche HIS, et interfère donc électriquement avec celle-ci. Cela signifie que le champ électrique ne se comporte pas de la même façon avec et sans les absorbeurs. Comme on peut le remarquer sur la carte de champ en figure 2.19, le champ est maximum à environ $33 \mu\text{m}$ au-dessus de la HIS, cependant, c'est bien à $15 \mu\text{m}$ que les dipôles absorbent la quasi-intégralité du rayonnement.

Pour B-BOP-350, grâce à cette technologie de surface haute impédance, les absorbeurs sont suspendus à seulement $4 \mu\text{m}$ au-dessus de la HIS et on s'attend à absorber plus de 90% du rayonnement sur une plage de près de $150 \mu\text{m}$.

2.3. VERS L'INTEGRATION D'UN SPECTROMETRE SUR LE PLAN FOCAL D'UN BOLOMETRE

Avec les bolomètres polarimétriques B-BOP, la faisabilité de l'intégration d'une instrumentation complexe et pourtant robuste au sein même des pixels a été démontrée. L'étape suivante sur le chemin de la conception d'un « super-détecteur » est de développer une technologie de spectromètre que l'on pourrait coupler à un plan focal de bolomètre de type B-BOP.

Avec cette partie, nous terminons ce chapitre par un état de l'art de la spectroscopie pour l'astronomie infrarouge et submillimétrique, et nous concluons sur les motivations qui nous ont menées à choisir de développer un spectromètre de Fabry-Perot pour ajouter la capacité spectroscopique à des photomètres tels que les bolomètres B-BOP.

2.3.1. Spectrométrie IR et submm, état de l'art

Dans cette partie, nous établissons un état de l'art des principaux spectromètres actuellement utilisés par la communauté scientifique et en particulier pour l'astrophysique. Par soucis de clarté, commençons par un petit rappel sémantique en précisant la différence entre les termes spectroscopie, spectrographe et spectromètre. Les spectroscopies et les spectrographes sont des instruments qui décomposent le spectre lumineux. Un spectroscopie permet simplement d'observer ce spectre, quand le spectrographe permet de l'enregistrer, par exemple sur une plaque photographique. La notion de spectromètre est utilisée depuis l'utilisation de capteurs électroniques pour l'acquisition du signal spectral. Aujourd'hui en astrophysique tous les instruments de spectroscopie sont associés à des détecteurs, on ne parle donc plus que de spectromètres dans la mesure où ce sont des instruments permettant de quantifier les composantes du spectre en leur associant une grandeur physique.

On peut distinguer trois catégories de spectromètres optiques suivant la propriété de décomposition de la lumière sur laquelle ils sont basés : La réfraction (les prismes), la diffraction (les réseaux, les fentes, etc.) et l'interférométrie (Interféromètres de Michelson, de Fabry-Perot, VIPA, etc.). Plusieurs techniques de spectroscopies électroniques sont apparues ces dernières décennies (hétérodyne ou KIDS).

Dans le tableau ci-dessous sont résumées quelques caractéristiques instrumentales importantes des principaux types de spectromètres. Nous allons nous concentrer dans ce qui suit sur leurs principes de fonctionnement et leurs applications pour l'astrophysique dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique.

| Type | Resolution-determining element | Achieved resolution, $\lambda/\Delta\lambda$ | Wavelength range, $\lambda/\mu\text{m}$ | Mission-instruments |
|-------------------|--------------------------------|--|---|---|
| Prism | prism size and material | ≈ 25 | 8 to 22 | <i>IRAS-LRS</i> |
| Grating | grating size | 100 | 2.5 to 12 | <i>ISO-PHOT-S</i> |
| | | 200 | 42 to 198 | <i>ISO-LWS</i> |
| | | 1500 | 2 to 43 | <i>ISO-SWS</i> |
| | | 1500 to 2000 | 57 to 210 | <i>Herschel-PACS</i> |
| | | 4000 | 5 to 28 | <i>JWST-MIRI</i> |
| Fabry–Perot | quality of etalons | 9 000 | 42 to 198 | <i>ISO-LWS</i> |
| | | 20 000 to 30 000 | 11 to 44 | <i>ISO-SWS</i> |
| Fourier transform | mirror travel range | ≈ 200 to 1000 | 100 to 100 000 | <i>COBE-FIRAS</i> |
| | | | 200 to 670 | <i>Herschel-SPIRE</i> |
| Heterodyne | LO stability / spectrometer | $> 10^6$ | 530 to 610 157 to 600 | <i>SWAS, ODIN</i> <i>Herschel-HIFI</i> |

FIGURE 2.20 : Principales caractéristiques des spectromètres usuels dans l'IR lointain (tiré de (Swinyard & Wild, 2013)).

2.3.1.1. Les prismes

Dans son Traité d'Optique, Isaac Newton (Newton, 1722) expose les résultats de son expérience de décomposition de la lumière du Soleil à travers un prisme. Jusqu'alors, les notions même de lumière et de couleur étaient très floues et le phénomène de réfraction de la lumière encore incompris. On pensait alors qu'il existait des couleurs vraies et fausses suivant la manière dont elles étaient créées (Dupleix, 1636). En découvrant que les rayons lumineux de couleurs différentes ont des réfrangibilités différentes, Newton caractérise pour la première fois la réfraction de la lumière en associant à chaque couleur un nombre.

Le prisme est donc le plus ancien des spectrographes. Dans sa forme la plus basique, il se compose d'un bloc de verre à base triangulaire, dont les angles sont choisis en fonction des caractéristiques spectrales souhaitées.

Le faisceau incident collimaté entrant dans le prisme en ressort avec des directions différentes selon la longueur d'onde. Cela vient du fait que plus la longueur d'onde est grande, plus l'indice de réfraction est faible, donc la déviation est plus importante pour les faibles longueurs d'ondes. Les prismes ont longtemps été utilisés en astronomie notamment en étant directement placés à l'entrée du tube des télescopes. C'était par exemple le cas du télescope de Schmidt 60/90 de l'Observatoire de Haute-Provence mis en service en 1970 et qui pouvait être équipé d'un Grand Prisme Objectif (GPO). Les prismes sont aujourd'hui encore très utilisés dans un grand nombre de domaines de la physique expérimentale et sous des formes bien plus complexes pour faire de la séparation et de la dispersion de faisceaux. En astrophysique, ils ont été petit à petit remplacés par les spectromètres à réseau lorsque la haute résolution spectrale est

devenue nécessaire mais des prismes sont encore installés dans certains télescopes comme le futur télescope spatial ARIEL (Martignac, et al., 2022) sur l'instrument AIRS, dont la mission sera d'étudier l'atmosphère des exoplanètes.

2.3.1.2. Les réseaux

Un spectromètre à réseau est un instrument basé sur le principe de diffraction de la lumière. Il est composé d'une surface réfléchissante sur laquelle sont gravées des fentes (réseau en transmission) ou des stries (réseau en réflexion). Le faisceau incident se diffracte sur ces structures du réseau et est dispersé sur le plan focal. La différence avec un prisme est qu'un très grand nombre d'ordres de réfraction sont répartis autour de l'ordre principal dans la direction orthogonale à l'orientation des structures du réseau. Le principe physique en jeu est ici le même que celui des fentes d'Young à la différence qu'on additionne non pas deux mais une série infinie de fonctions d'onde. La géométrie des structures et la distance au plan focal du réseau sont les critères principaux pour dimensionner le spectromètre afin d'obtenir un déphasage donné entre deux ordres à la longueur d'onde souhaitée.

Le pouvoir de résolution d'un réseau dépend essentiellement de la taille des structures devant la longueur d'onde et de la taille du spectromètre. Si N est le nombre de lignes gravées du réseau et d l'espacement entre deux lignes, on a la longueur totale du réseau $L = Nd$. On peut par ailleurs écrire la relation reliant l'angle de diffraction i_{2k} correspondant à la direction des interférences constructive, avec l'angle d'incidence i_1 du rayonnement en fonction de l'ordre k (Bouchareine, 1994) : $d(\sin i_1 + \sin i_{2k}) = k\lambda$.

Avec cette équation, on voit que l'énergie de l'onde incidente est partagée entre plusieurs ordres, et que suivant l'angle d'incidence et la géométrie du réseau, ces ordres peuvent se superposer, et d'autant plus que k est grand. A un ordre k donné, on peut déterminer l'intervalle spectral libre (ISL) $\Delta\lambda = \lambda/k$, qui est d'autant plus faible que l'ordre est grand. L'utilisation des grands ordres d'un réseau nécessite donc un fort filtrage afin d'éviter les interférences et le bruit créés par les ordres supérieurs. La résolution d'un réseau est le produit de la finesse \mathcal{F} par l'ordre k , et peut se développer comme :

$$\mathcal{R} = k\mathcal{F} = \frac{L(\sin i_1 + \sin i_{2k})}{\lambda} \quad (2.18)$$

La résolution dépend directement de la longueur d'onde, et on constate que plus la taille L d'un réseau est grande devant la longueur d'onde, plus la résolution est élevée. Ainsi, les réseaux dans le visible sont plus susceptibles d'atteindre des résolutions de plusieurs dizaines de milliers tandis que dans l'infrarouge lointain ou le submillimétrique, on dépasse plus difficilement 10 000. On peut citer entre autres les réseaux de la mission ISO, les SWS (de Graauw, et al., 1993) et LWS (Clegg, et al., 1996)

(pour respectivement Short et Long Wavelength Spectrometer) atteignant des pouvoirs de résolution d'environ 2000 pour le SWS et plus de 8000 pour le LWS.

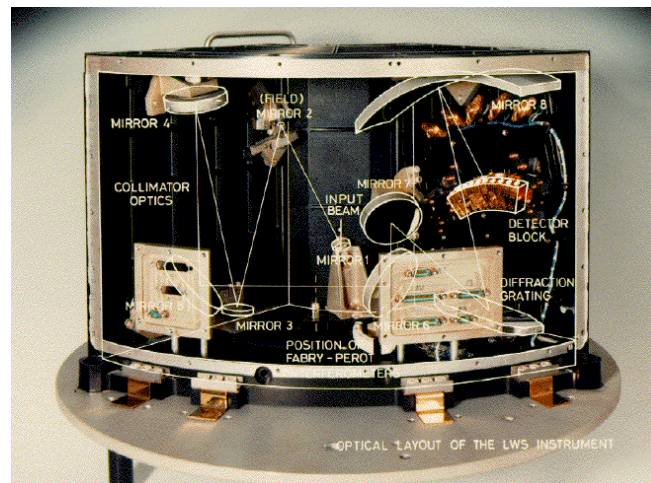


FIGURE 2.21 : Photo du chemin optique du spectromètre LWS du satellite ISO (Gry, et al., 2003).

Le spectromètre de l'instrument PACS Herschel, aussi un réseau, atteignait des résolutions spectrales entre 1000 et 4000 selon la longueur d'onde (Poglitsch, et al., 2010). La spectrométrie à ces résolutions-là permet de mesurer la cinématique d'un certain nombre d'objets astrophysiques étendus comme des vitesses radiales de galaxies (quelques centaines de km/s) ou encore le déplacement des gaz et poussières du milieu interstellaire (jusqu'à quelques km/s).

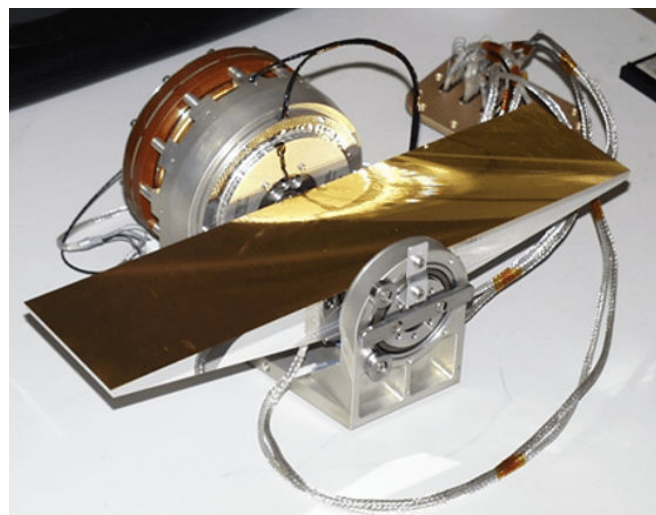


FIGURE 2.22 : Photo du spectromètre réseau de l'instrument PACS/Herschel (©AMOS)

Afin de s'affranchir de l'effet de la divergence des ordres réfractés sur un réseau, il est aujourd'hui courant de combiner un réseau avec un prisme. On appelle ce spectromètre un GRISM (contraction de « grating » et « prism »). Dans un faisceau collimaté, ce spectromètre a l'avantage de pouvoir faire de l'imagerie multi-spectrale sans avoir à ajuster l'angle d'incidence du réseau. Plusieurs spectromètres de ce type ont équipé le Hubble Space Telescope couvrant différentes bandes spectrales

(MacKenty, 1992) et un GRISM équipe également l'instrument NIRcam du télescope spatial James Webb (Greene, et al., 2007).

2.3.1.3. Le spectromètre à transformée de Fourier

On doit l'invention du spectromètre à transformée de Fourier à Albert Michelson. Il développe en 1881 un interféromètre dans le but de prouver l'existence de l'éther lumineux, que l'on pensait être le milieu dans lequel tout l'Univers était plongé et servant de support à la propagation de la lumière. Michelson avec son expérience voulait tester l'hypothèse de l'entraînement de l'éther par les corps, hypothèse émise depuis que Doppler (pour les ondes sonore) et Fizeau (pour les ondes lumineuse) avaient mis en évidence la modification de la longueur d'onde d'une source en mouvement. Cet interféromètre, composé d'une source monochromatique, envoie un faisceau collimaté sur une lame séparatrice à 45°. Le faisceau se divise en deux faisceaux orthogonaux qui se réfléchissent sur les miroirs M1 et M2, les renvoyant vers la séparatrice. Ils se recombinaient et produisent sur l'écran une figure d'interférence en anneaux lorsque les deux demi faisceaux sont en phase. Dans l'expérience de Michelson (figure 2.23), les deux miroirs étaient fixes et les bras des faisceaux absolument identiques afin d'observer une figure d'interférences d'intensité maximum. Son idée était que par l'action d'entraînement de l'éther, le faisceau lumineux dans le sens de rotation de la terre devrait avoir une vitesse différente de celui perpendiculaire. Il tourne donc son interféromètre de 90° et compare les mesures.



FIGURE 2.23 : Photo de l'expérience de Michelson (© 2005 MAZ Potsdam)

Sa première expérience avec un interféromètre ayant des bras de 1 m ne donnant rien, il décide de construire un interféromètre avec des bras de 11 m pour augmenter la sensibilité. L'absence de résultats sur cette deuxième version de l'interféromètre a largement contribué à remettre en question la théorie de l'éther et a par la même occasion permis d'améliorer la mesure de la vitesse de la lumière. Michelson modifiera par la suite son interféromètre pour l'adapter à la spectrométrie. Il rend mobile un des deux miroirs pour moduler les franges d'interférence observées en sortie avec une très grande sensibilité. Michelson posa les bases de l'analyse spectrale des franges

obtenues, mais il fallut attendre le développement de nouvelles méthodes mathématiques pour pouvoir réellement utiliser l'interféromètre de Michelson comme un spectromètre. Ce type de spectromètre est aujourd'hui appelé spectromètre à transformée de Fourier (FTS) du nom de la transformation mathématique nécessaire pour analyser spectralement l'interférogramme obtenu.

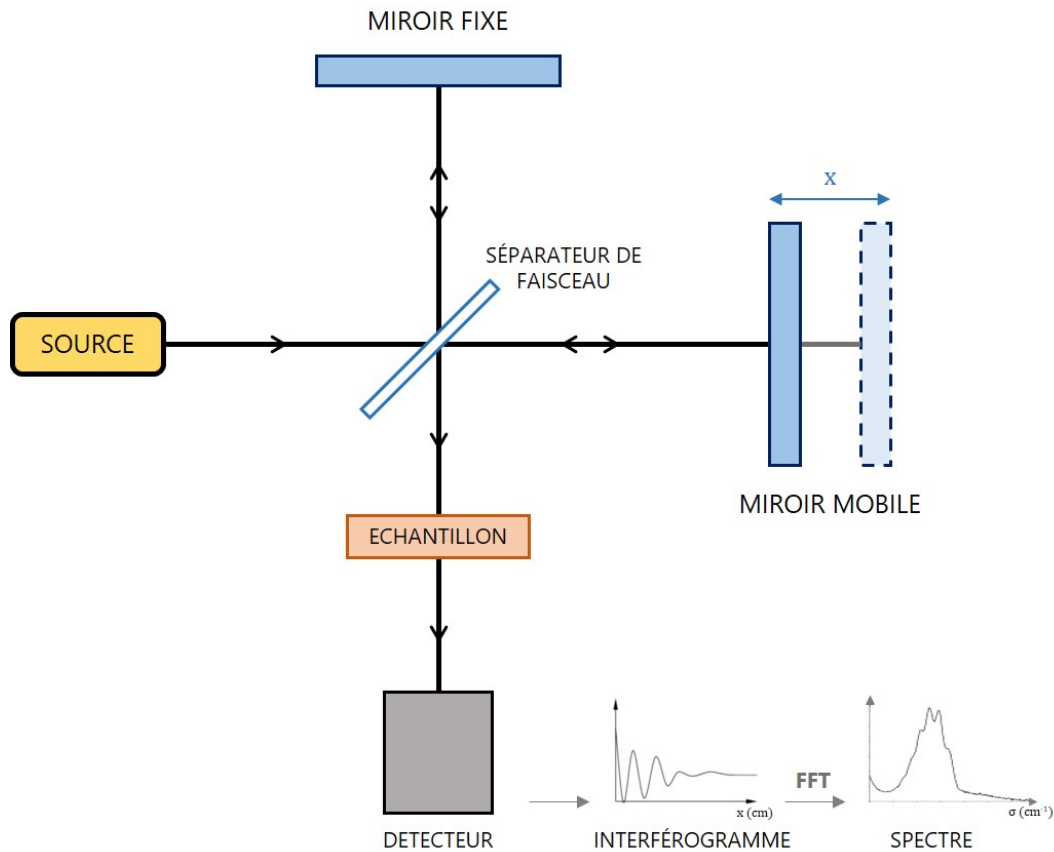


FIGURE 2.24 : Schéma de fonctionnement du FTS

A la sortie de l'interféromètre, les deux faisceaux interfèrent et le capteur détecte une intensité lumineuse pour une position donnée du miroir mobile. En faisant bouger ce miroir mobile sur une course connue et en enregistrant l'intensité reçue par le capteur tout au long de la course, on obtient un interférogramme sur lequel sont affichées les franges d'interférence en fonction de la différence de marche (OPD, pour *Optical Path Difference* en Anglais). Chaque point de cet interférogramme est alors la somme des modulations d'intensité de chacune des longueurs d'onde de la source pour un déphasage donné, proportionnel à l'OPD. Appliquer une transformée de Fourier permet de retrouver l'information spectrale.

Pour une source monochromatique de longueur d'onde λ , on peut alors définir l'interférogramme I en fonction de l'OPD δ comme :

$$I(\delta) = A_0(\lambda) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda}\right) \right] \quad (2.19)$$

Avec $A_0(\lambda)$ l'intensité totale en entrée du FTS. Dans le cas d'une source polychromatique, chaque point de l'interférogramme est défini par :

$$I(\delta) = \int_0^{\infty} A_0(\lambda) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda}\right) \right] d\lambda \quad (2.20)$$

En pratique, un FTS a une course D_{\max} finie, donc une différence de marche finie égale à $\delta = D_{\max}/2$. La résolution limite atteignable avec ce spectromètre est alors $\delta\sigma = \frac{1}{2D_{\max}}$ (en cm^{-1}) soit $R = \frac{2D_{\max}}{\lambda}$. Nous détaillerons ces considérations de manière plus approfondies dans le chapitre 4 (section 4.1).

Bien qu'encore relativement complexes, ces spectromètres ont gagné en simplicité d'utilisation avec l'apparition des ordinateurs et l'essor du numérique. Ils sont aujourd'hui utilisés dans un très grand nombre de domaines de la physique expérimentale et au-delà. En astrophysique, l'instrument SPIRE du télescope Herschel était équipé d'un FTS que nous avons rapidement présenté précédemment dans ce chapitre (cf. figure 2.9). Avec ce FTS, SPIRE atteignait des résolutions de plus de 1000. Plus récemment, l'instrument CONCERTO installé pendant 2 ans sur le télescope APEX au Chili, était équipé d'un FTS de type Martin-Pupplet, composé de miroirs de 50 cm avec une fréquence de déplacement de 4 Hz (4 courses de 90 mm par seconde). Il atteignait des pouvoirs de résolution compris entre 80 et 350 pour la bande 430-1030 μm .

L'utilisation d'un FTS nécessite l'application d'une transformée de Fourier aux données acquises pour retrouver le spectre de la source. Toutes les longueurs d'onde de ce spectre sont donc multiplexées dans chaque point de l'interférogramme et cela peut présenter un avantage appelé avantage de Fellgett (Fellgett, 1958). Si le signal est limité par le bruit de lecture du détecteur ce bruit sera réparti de manière relativement équivalente sur tout le spectre quelle que soit l'intensité, améliorant donc le SNR par rapport aux techniques de spectrométrie monochromatique. A l'inverse, si le bruit est limité par le bruit de photon, ce dernier étant proportionnel à la racine de la puissance, son impact sur les données spectrales compense alors l'avantage de Fellgett et le SNR n'est pas amélioré.

2.3.1.4. Les interféromètres de Fabry-Perot

La découverte de l'interférométrie de Fabry-Perot découle de la collaboration de deux chercheurs et ingénieurs français de la fin du 19ème siècle, Alfred Perot et Charles Fabry. Les phénomènes d'interférence à ondes multiples et de franges d'interférence étaient connus depuis des décennies, et un certain nombre de scientifiques avaient déjà posé les bases du calcul interférentiel, en particulier Airy avec sa fameuse formule donnant l'intensité transmise et réfléchiée par une interface de verre. Fabry et Perot sont les premiers à comprendre le lien entre le coefficient de réflexion d'une plaque et la

finesse des franges d'interférence. Ils mirent ensemble au point un instrument composé de deux miroirs semi-réfléchissant parallèles formant une cavité pour observer ces franges d'interférence à l'infini (Fabry & Perot, 1901). Ils étudièrent la superposition des franges, perfectionnèrent le parallélisme des deux miroirs et inventèrent même le premier Fabry-Perot à balayage.

Un interféromètre de Fabry-Perot est un système composé de deux surfaces planes parallèles, caractérisées par un coefficient de réflexion $r \leq 1$, formant une cavité de taille d et d'indice de réfraction n . Lorsqu'un faisceau incident polychromatique et orthogonal au plan des miroirs rencontre un Fabry-Perot, une grande partie est réfléchi, à l'exception des longueurs d'onde pour lesquelles la résonance de la cavité est adaptée. Ces longueurs d'onde se réfléchissent alors un grand nombre de fois entre les deux miroirs et interfèrent constructivement à la sortie du Fabry-Perot. On peut écrire la relation de dépendance entre les longueurs d'onde transmises et la taille de la cavité d :

$$\lambda_k = \frac{2nd\cos\theta}{k} \quad (2.21)$$

Sa réponse spectrale est ainsi un peigne de longueur d'onde, dont les ordres k sont proportionnels à la taille optique de la cavité. L'énergie transmise T par un Fabry-Perot pour un faisceau incident d'intensité I_0 dépend exclusivement de la taille de la cavité et des coefficients de réflexion r des miroirs. En considérant deux miroirs identiques, et en notant $R=r^2$ leurs coefficients de réflexion en puissance, on peut écrire la fonction d'Airy suivante :

$$T(\lambda) = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)} \quad (2.22)$$

avec $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$ le déphasage sachant que $\delta = 2nd\cos\theta$ est la différence de marche entre deux faisceaux se reflétant successivement dans la cavité, et θ l'angle d'incidence de l'onde. Dans le cas où la réflectivité des miroirs tend vers 1, alors T se rapproche d'un peigne de Dirac. En d'autres termes, cela signifie que plus les miroirs sont réfléchissant, plus les pics transmis sont résolus.

Dans le cas des spectromètres Fabry-Perot, on caractérise leurs performances par une grandeur appelée Finesse et notée \mathcal{F} , qui se définit comme la résolution de l'interféromètre à l'ordre 1. L'étude de la Finesse et des performances sera détaillée dans la section suivante, mais il est important de noter ici que plus on utilise un Fabry-Perot à un ordre élevé pour une longueur d'onde donnée, plus la résolution est grande. Ainsi, ces spectromètres peuvent atteindre de très haute résolution dans certaines configurations et sont *a fortiori* très utilisés en astronomie sur un grand nombre d'instruments. On peut citer la mission ISO, évoquée précédemment, dont l'instrument

LWS était équipé d'un Fabry-Perot utilisé à très grand ordre atteignant un pouvoir de résolution de près de 20 000 sur la bande 45-180 μm (Clegg, et al., 1996). Comme c'est souvent le cas, sur LWS, le Fabry-Perot était couplé à un autre spectromètre de plus faible résolution (un réseau dans ce cas) dont le rôle était de filtrer les ordres du Fabry-Perot. Un des avantages importants du Fabry-Perot est qu'il conserve intégralement l'information spatiale lorsqu'il est placé dans un faisceau collimaté. A l'instar des FTS, cela nécessite que la surface des miroirs soit suffisante pour couvrir toutes les directions du ciel, mais contrairement à ces derniers, les Fabry-Perot sont beaucoup plus compacts et moins complexes à mettre en œuvre.

Une description plus complète du fonctionnement de cet interféromètre sera faite au début du chapitre suivant.

2.3.1.5. La spectrométrie hétérodyne

La spectrométrie hétérodyne est basée sur des principes radicalement différents des spectromètres optiques décrits précédemment et provient initialement des technologies de détection des ondes radio. Le concept de la détection hétérodyne vient du fait qu'il est impossible d'amplifier un signal lorsque sa fréquence est trop haute sans altérer sa qualité. Lorsque le signal est détecté, il est combiné à un signal optique monochromatique produit par un oscillateur local (LO) dans un mélangeur composé d'un élément non-linéaire comme une photodiode. L'oscillateur local émet un signal à une fréquence relativement proche du signal à détecter afin que leur combinaison comporte des modulations à plus basses fréquences. Une fois les plus hautes fréquences filtrées, le nouveau signal est amplifié et détecté par un spectromètre électronique. Cette technique de spectrométrie permet d'atteindre des résolutions extrêmement élevées allant jusqu'à plusieurs dizaines de million.

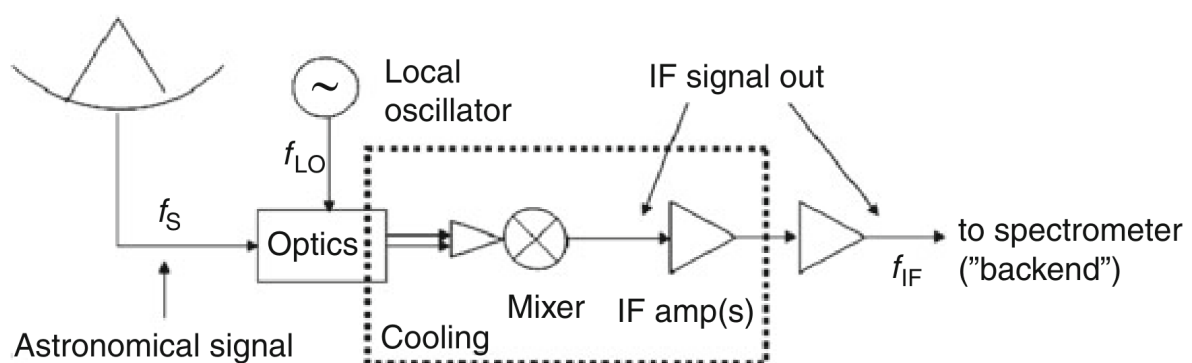


FIGURE 2.25 : Schéma simplifié du fonctionnement d'un détecteur hétérodyne, tiré de (Swinyard & Wild, 2013).

Les détecteurs hétérodynes sont cependant très volumineux et demandent beaucoup de puissance électrique. Dès lors, leur capacité à faire de l'imagerie est limitée. L'instrument HIFI embarqué sur le satellite d'observation Herschel comptait, par exemple, sept détecteurs hétérodynes simples fonctionnant chacun dans des bandes

spectrales différentes de 157 à 625 μm , et pour des résolutions allant de 10^5 à 10^7 (Graauw et al, 2010). Plus récemment, des matrices de 7 pixels ont été installées sur l'instrument SOFIA/upGREAT (Risacher, et al., 2018).

2.3.1.6. Les systèmes « KIDs - Filter Banks »

Du côté de la technologie KIDs, en plein essor ces dernières années, des efforts sont concentrés pour faire de la spectrométrie au sein des pixels du détecteur. Après focalisation par des cônes ou un réseau de microlentilles, dans chaque pixel le rayonnement est couplé à une ligne de transmission supraconductrice. Celle-ci est divisée en canaux spectraux par l'intermédiaire d'une banque de filtres résonnant à $\lambda/2$, où chaque canal a une longueur adaptée à une fréquence donnée. Dans chacun des pixels, on peut compter jusqu'à plusieurs centaines de canaux spectraux différents. La résolution spectrale des KIDs dépend de la force du couplage de chaque filtre et est limitée principalement par les pertes dans le diélectrique et par les défauts de fabrication. Aujourd'hui ce type de spectromètre peut atteindre des résolutions modérées, de l'ordre de quelques centaines dans les gammes millimétrique et submillimétrique pour des efficacités dépassant difficilement les 30%. Ce type de spectromètre commence à être testé sur le ciel depuis seulement quelques années. On peut par exemple citer l'instrument nippon-néerlandais DESHIMA conçu pour le télescope chilien ASTE (Endo, et al., 2019), et qui compte 49 canaux spectraux sur la bande 332-377 GHz (800-900 μm atteignant des pouvoirs de résolution de 380 (figure 2.26). Ou encore les détecteurs KIDs du South Pole Telescope Summertime Line Intensity Mapper (SPT-SLIM) intégrant 200 canaux spectrométriques sur la bande 120-180GHz (1.7-2.5 mm) pour des résolutions autour de 300 (Karkare, et al., 2022)).

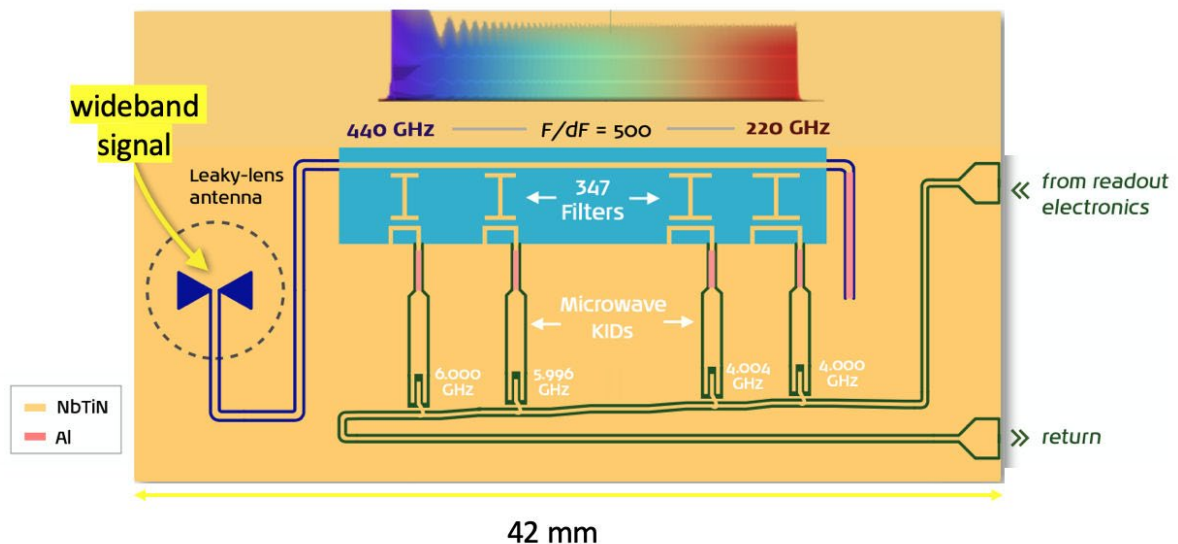


FIGURE 2.26 : Schéma du principe de fonctionnement de DESHIMA : Une banque de filtres supraconductrice couplée à une large matrice de KIDS (adapté de la présentation de A. Endo à la conférence LTD18)

Un des principaux avantages de tels spectromètres on-chip, notamment par rapport aux FTS, est d'une part le gain en rapport signal à bruit, puisqu'en s'affranchissant du bruit thermique des optiques on peut théoriquement approcher la limite du bruit de photon. D'autre part, la très haute sensibilité de ce type de détecteur n'est pas altérée.

2.3.2. Le choix des Fabry-Perot pour la future intégration sur des matrices de bolomètres

Les travaux présentés dans cette thèse se placent, comme nous l'avons vu dans ce chapitre, dans un projet plus global de développement de technologies de détection innovantes pour l'astronomie submillimétrique. Après avoir démontré la faisabilité d'un bolomètre intégrant la capacité polarimétrique dans ses pixels, le but est de développer une technologie de spectrométrie très performante et dont la compacité permettrait un couplage avec les matrices de bolomètres. Dans la section précédente, nous avons introduit les technologies de spectromètres actuellement utilisées pour l'astrophysique submillimétrique. Parmi ces spectromètres, qui présentent tous un certain nombre d'avantages et de limites, l'interférométrie de Fabry-Perot a été choisie. Ceci pour plusieurs raisons.

D'abord, comme nous l'avons vu, les Fabry-Perot sont des systèmes relativement simples dans leur conception, très compacts et pouvant atteindre de très hautes résolutions. Ensuite, ce type de spectromètre n'ayant d'impact ni sur les propriétés de polarisation de la lumière ni sur les composantes spatiales du faisceau tant que celui-ci est collimaté, il est parfaitement compatible à l'imageur polarimètre B-BOP décrit dans le chapitre II. Le Fabry-Perot est un spectromètre très versatile qui peut être utilisé à moyenne résolution (autour de 100), tout comme à haute résolution ($> 10^4$) avec le même instrument.

Par ailleurs, dans les années 2000, dans le contexte des développements autour des bolomètres de PACS, (Revéret, et al., 2010) ont démontré l'avantage d'utiliser des couches en matériau diélectrique couplées à la surface d'une matrice de bolomètres pour optimiser la réponse spectrale du détecteur. L'idée est alors née d'aller plus loin, et de profiter de cet avantage pour faire de la spectrométrie « on-chip ».

Pour les nombreux avantages que présentent les Fabry-Perot, il a été décidé d'adapter ce type de spectromètre pour en faire une technologie en matériaux diélectriques, compacte et très performante. Cette thèse présente l'aboutissement de ces travaux qui ont mené à la conception de deux types de Fabry-Perot compacts en silicium, dont les concepts et les résultats expérimentaux sont présentés respectivement dans les deux chapitres suivants.

Chapitre 3 : Développement de spectromètres compacts diélectriques pour l'instrumentation dans le pixel

Contenu

| | |
|--|-----|
| 3.1. INTERFEROMETRIE DE FABRY-PEROT, THEORIE ET PERFORMANCES..... | 74 |
| 3.1.1. Principe général..... | 74 |
| 3.1.2. Performance d'un Fabry-Perot idéal..... | 76 |
| 3.1.3. La finesse effective d'un Fabry-Perot non-idéal..... | 77 |
| 3.1.4. Spectrométrie multi-longueur d'onde avec un Fabry-Perot..... | 82 |
| 3.2. LES MIROIRS DE BRAGG..... | 83 |
| 3.2.1. Méthode de calcul électromagnétique par le formalisme des couches minces..... | 84 |
| 3.2.2. La réflexion de Bragg..... | 86 |
| 3.2.3. Développement originaux sur les miroirs de Bragg pour la bande 160 μm | 87 |
| 3.3. LE FABRY-PEROT A MIROIR DE BRAGG, ETUDE THEORIQUE ET APPLICATION POUR LE SUBMILLIMETRIQUE..... | 89 |
| 3.3.1. Détermination d'une formule théorique de la finesse d'un FP de Bragg..... | 89 |
| 3.3.2. La première preuve de concept..... | 95 |
| 3.3.3. Performances attendues du Fabry-Perot de Bragg en silicium..... | 97 |
| 3.4. FABRY-PEROT A CAVITE MICROSTRUCTUREE..... | 99 |
| 3.4.1. Application des méta-matériaux pour l'optique à partir de l'IR..... | 99 |
| 3.4.2. Les matrices de Fabry-Perot microstructurés du CEA/Leti..... | 100 |
| 3.5. COUPLAGE FABRY-PEROT – DETECTEUR, IMPACT SUR LA REPOSE SPECTRALE..... | 104 |
| 3.5.1. Description de l'étude..... | 104 |
| 3.5.2. Couplage FP de Bragg + B-BOP..... | 105 |
| 3.5.3. Couplage FP microstructuré + B-BOP..... | 107 |
| 3.6. CONCLUSION DU CHAPITRE..... | 110 |

Ce chapitre est dédié à l'étude théorique des spectromètres développées lors de ces travaux de thèse. Nous commençons par détailler les principes théoriques généraux de l'interférométrie de Fabry-Perot et leur application en astrophysique submillimétrique. Nous détaillons ensuite le fonctionnement des deux concepts de Fabry-Perot compacts développés, leurs caractéristiques et les performances attendues. Nous concluons par l'étude de la réponse spectrale du couplage entre ces Fabry-Perot et une matrice de bolomètres. Les développements instrumentaux de ces concepts et les mesures de caractérisation font l'objet du chapitre suivant.

3.1. INTERFEROMETRIE DE FABRY-PEROT, THEORIE ET PERFORMANCES

3.1.1. Principe général

Avant de nous pencher sur les concepts étudiés et développés, nous complétons dans cette partie les principes généraux de l'interférométrie de Fabry-Perot (FP) rapidement évoqués dans la section 2.3.1.4 du chapitre précédent.

Le Fabry-Perot est un interféromètre optique composé de deux miroirs parallèles qui constituent une cavité. Il transmet un peigne de longueur d'onde dont les valeurs dépendent uniquement de la taille optique de la cavité et de la réflectivité des deux miroirs. La fonction d'Airy qui décrit le peigne de longueurs d'onde transmis par un FP s'écrit :

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)} \quad (3.1)$$

Avec R_1 et R_2 les réflectivités des deux miroirs et $\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} L \cos\theta$. θ est l'angle d'incidence du faisceau lumineux, et $L = nd$ est la taille optique de la cavité d'indice n et de taille d . La démonstration de cette fonction d'Airy est détaillée en annexe A. Si les miroirs du Fabry-Perot étudié sont identiques, on retrouve la formule 2.22.

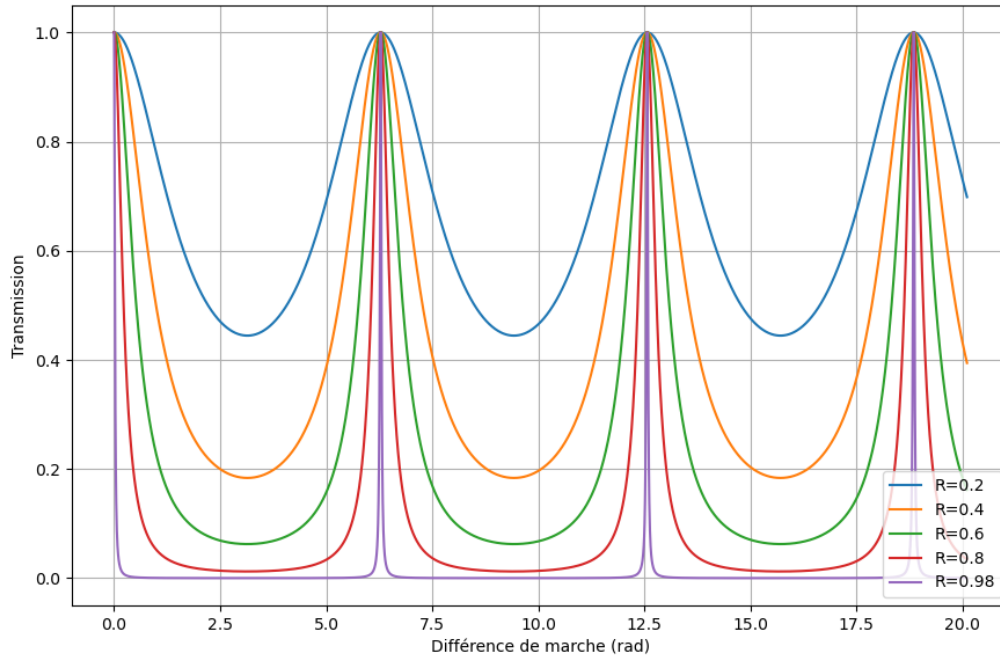


FIGURE 3.1 : Réponse en transmission de trois Fabry-Perot pour des réflectivités de miroirs de 0.2 à 0.98, en fonction de la différence de marche en radians.

La qualité d'un Fabry-Perot dépend exclusivement des propriétés de ses miroirs. Dans le cas idéal où les miroirs n'ont aucun défaut et n'absorbent pas le rayonnement, la finesse des pics transmis ne dépend que des coefficients de réflexion des miroirs. Sur la figure 3.1, sont tracées les réponses en intensité transmise en fonction de la phase de cinq Fabry-Perot symétriques ayant des réflectivités différentes, plus les miroirs sont réfléchissants, plus les pics sont étroits. On retrouve bien les maxima de transmission lorsque la condition $\Delta\phi/2 = k\pi$ est remplie, ce qui correspond en termes de longueur d'onde à :

$$\lambda_k = \frac{2L\cos\theta}{k} \quad (3.2)$$

Ici k est un entier qui correspond à l'ordre de la longueur d'onde transmise λ_k pour une taille de cavité L donnée. Cela signifie qu'à incidence normale, pour L fixe, le Fabry-Perot transmettra les $\lambda_k = \frac{2L}{k}$ (soit les $[2L, L, 2L/3, L/2, 2L/5, \dots]$).

De la même manière que pour une même taille de cavité on transmet plusieurs longueurs d'onde, pour transmettre une longueur d'onde donnée, il y a plusieurs tailles de cavité possible. En utilisant la même relation entre λ et L , et en fixant λ , on trouve que les L_k qui permettent de transmettre λ sont les $L_k = \frac{k\lambda}{2}$ (soit les, $[\lambda/2, \lambda, 3\lambda/2, 2\lambda, 5\lambda/2, \dots]$). On appelle également ces L_k des ordres.

Il y a donc deux interprétations de la notion d'ordre d'un Fabry-Perot et la confusion est facile. Dans ce qui suit, nous parlerons principalement des ordres de cavité L_k et nous tenterons d'être aussi clair que possible à ce sujet.

3.1.2. Performance d'un Fabry-Perot idéal

La résolution d'un spectromètre est définie par le rapport entre la longueur d'onde transmise et la largeur à mi-hauteur de ce pic :

$$\mathcal{R} = \frac{\lambda_k}{\delta\lambda_{FWHM}} \quad (3.3)$$

Dans le cas des Fabry-Perot, la résolution est doublée à chaque fois que l'on double la taille de la cavité. La finesse (\mathcal{F}) est définie comme la résolution du premier ordre de cavité, et caractérise la performance du FP de manière absolue quel que soit l'ordre utilisé. On peut alors noter :

$$\mathcal{R} = k\mathcal{F}_R \quad (3.4)$$

Pour un Fabry-Perot idéal comme décrit ci-dessus, la finesse ne dépend que des propriétés optiques des miroirs et est donc égale à ce qu'on appelle la finesse de réflexion (\mathcal{F}_R). Il y a plusieurs définitions communément acceptées de \mathcal{F}_R dérivées de la fonction d'Airy du Fabry-Perot, mais elles restent des approximations valables uniquement pour des réflectivités supérieures à environ 90% : on peut considérer \mathcal{F}_R soit comme étant la valeur de l'intervalle entre deux pics de transmission sur la largeur à mi-hauteur du pic (relation 3.5), ou alors comme étant une grandeur dépendant uniquement de la réflectivité des miroirs (relation 3.6).

$$\mathcal{F}_R = \frac{\Delta\lambda_{FSR}}{\delta\lambda_{FWHM}} \quad (3.5)$$

$$\mathcal{F}_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.6)$$

Dans (Suter & Dietiker, 2014), ces différentes approximations sont rappelées et une formule exacte toujours valable est calculée en prenant en compte l'absorbance a des miroirs :

$$\mathcal{F}_R = \frac{\pi}{aL - \ln(R)} \quad (3.7)$$

D'un point de vue ondulatoire, la finesse d'un Fabry-Perot correspond en moyenne au nombre de fois qu'une onde va se réfléchir au sein de la cavité.

Dans tout ce qui suit, la différence entre les expressions de la finesse de réflexion n'aura pas d'importance car les réflectivités équivalentes des miroirs utilisés dépasseront largement les 90%.

3.1.3. La finesse effective d'un Fabry-Perot non-idéal

Dans ce qui précède nous avons donné une définition de la finesse dans le cas d'un Fabry-Perot idéal, c'est-à-dire avec des miroirs parfaitement plans et parallèles. Dans ce cas, la qualité du Fabry-Perot n'est limitée que par la réflectivité des miroirs, et la finesse totale est égale à la finesse de réflexion (formule 3.7). En réalité, les miroirs d'un Fabry-Perot présentent des défauts de plusieurs types qui impactent la finesse, et on peut associer à chacun de ces défauts une finesse caractéristique. La finesse effective \mathcal{F}_E du système est finalement la somme quadratique des inverses de ces finesesses. On peut écrire :

$$\frac{1}{\mathcal{F}_E^2} = \frac{1}{\mathcal{F}_R^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_S^2} \quad (3.8)$$

avec $\frac{1}{\mathcal{F}_S^2} = \sum \frac{1}{\mathcal{F}_{Si}^2}$, où \mathcal{F}_S est la finesse de surface et les \mathcal{F}_{Si} , les finesesses de chacun des défauts.

(Hernández, 1988), sur la base entre autres des travaux entre autres de (Chabbal, 1953), a décrit et caractérisé les différents défauts de surface des miroirs d'un Fabry-Perot, et étudié leurs impacts sur la finesse effective. Lorsqu'on s'intéresse aux défauts des miroirs d'un FP, on peut faire l'hypothèse que compte tenu de la symétrie du système on étudie un étalon constitué d'un miroir comportant des défauts face à un miroir parfait.

L'approche utilisée dans la littérature et de considérer l'étalon imparfait comme la somme d'étalons élémentaires, pondérée par une fonction de distribution. Cela revient donc à diviser notre Fabry-Perot dans sa surface en un grand nombre de Fabry-Perot parfaits ayant des tailles de cavités différentes. La fonction instrumentale est ainsi déterminée en sommant les amplitudes de chacune des fonctions des sous-Fabry-Perot. Cette approche, n'est pas parfaitement rigoureuse, il a cependant été montré qu'elle reste valable tant que les défauts restent très petits devant la longueur d'onde.

On peut décomposer les défauts de surface en plusieurs catégories, les défauts que l'on peut appeler « gaussiens », relatifs à la rugosité microscopique du miroir, les défauts dits « lorentziens », associés aux imperfections macroscopiques de la surface, les défauts de courbure (déformations convexe ou concave, symétriques autour de l'axe du faisceau) et le *tilt*.

La fonction instrumentale finale du Fabry-Perot est calculée comme étant la convolution de la fonction instrumentale d'un FP idéal pour une réflectivité donnée (fonction d'Airy) avec chaque fonction instrumentale caractéristique des défauts. Ainsi on peut écrire (Hernández, 1988) : $\mathcal{I} = \mathcal{A} \times \mathcal{L} \times \mathcal{G} \times \mathcal{C} \times \mathcal{T}$. \mathcal{A} est la fonction d'Airy du Fabry-Perot idéal et \mathcal{L} , \mathcal{G} , \mathcal{C} et \mathcal{T} les fonctions instrumentales des défauts respectivement lorentzien, gaussien, de courbure et de *tilt*. Chacune de ces fonctions

dépend d'un facteur m qui caractérise la taille du défaut correspondant devant la longueur d'onde. Ainsi on peut définir :

- $m_G = \lambda/\delta_G$, avec δ_G la valeur rms de rugosité du miroir.
- $m_C = \lambda/\delta_C$, avec δ_C la variation de hauteur maximale de la surface sphérique.
- $m_T = \lambda/\delta_T$, avec δ_T la déviation de hauteur au centre de la surface de miroir.
- $m_L = \lambda/\delta_L$, avec δ_L la moyenne quadratique de l'amplitude des déformations.

Avec ces paramètres m_i on peut définir une finesse associée à chacun de ces défauts (Atherton, et al., 1981), (Palik, et al., 1996)) : $\mathcal{F}_G = m_G/4.7$, $\mathcal{F}_C = m_C/2$, $\mathcal{F}_T = m_T/2$ et $\mathcal{F}_L = m_L/4$, et on peut donc donner la formule de la finesse effective d'un Fabry-Perot imparfait :

$$\frac{1}{\mathcal{F}_E^2} = \frac{1}{\mathcal{F}_R^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_G^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_C^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_T^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_L^2} \quad (3.9)$$

Cette relation décrit finalement comment la finesse de réflexion est impactée par l'ensemble des défauts que peuvent contenir les miroirs d'un Fabry-Perot.

Ainsi, plus la taille d'un défaut est grande, plus le facteur m associé est petit et plus la finesse effective s'éloigne de la finesse de réflexions. De même, un même défaut aura plus d'impact sur la finesse si la finesse de réflexion est grande. C'est en partie pour cette raison que les Fabry-Perot sont souvent développés avec des finesesses raisonnables, autour de 100. On réduit de ce fait l'impact des défauts sur les performances du FP, on limite l'absorption par la même occasion si les miroirs sont métalliques. On se place à un grand ordre de cavité pour obtenir de la haute résolution spectrale.

Sur la figure 3.2, tirée de (Palik, et al., 1996), on constate l'influence de chacun des défauts cités précédemment, sur la finesse et l'intensité d'un Fabry-Perot.

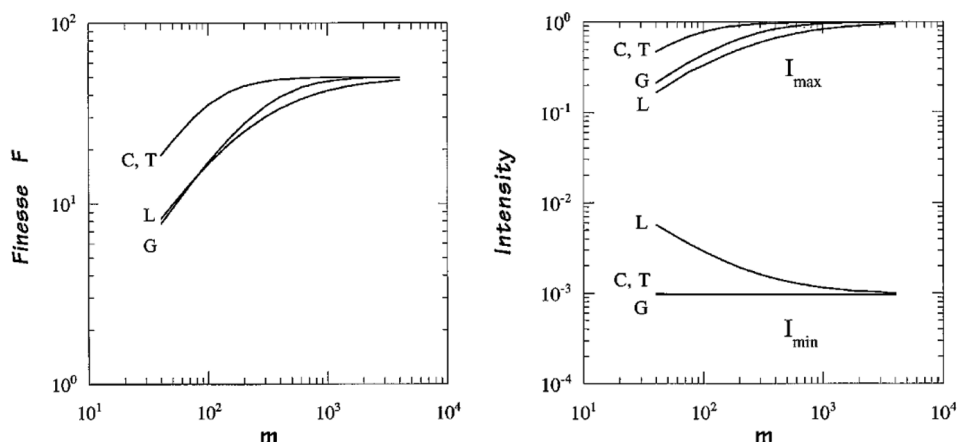


FIGURE 3.2 : Influence des défauts lorentzien, gaussien, de courbure et de tilt sur la finesse (à gauche) et sur l'intensité (à droite), extrait de (Palik, et al., 1996).

Les interféromètres de Fabry-Perot sont des spectromètres très couramment utilisés pour l'astronomie dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique pour révéler les structures spectrales fines des composantes du milieu interstellaire. Comme on l'a décrit plus haut, les Fabry-Perot présentent un grand nombre d'avantages par rapport à d'autres spectromètres. On peut atteindre de très hautes résolutions tout en restant compact. Si on compare par exemple aux spectromètres réseau, pour une résolution approchant les 100 000 autour de 100 μm , un des Fabry-Perot de HIRMES/SOFIA ne prend seulement quelques centimètres d'encombrement alors qu'il aurait fallu un réseau de quasiment 10 m de long pour de telles performances ($\sim\lambda R/2$). De plus, les Fabry-Perot sont compatibles avec l'imagerie et la polarimétrie. Tout cela fait du Fabry-Perot un spectromètre très polyvalent et c'est pourquoi il a équipé une majorité des missions d'observation dans le submillimétrique ces dernières décennies. Parmi les missions encore non citées et sans être exhaustif, on peut nommer les instruments FIFI (Poglitsch, et al., 1991) et KWIC (Stacey, et al., 1993) sur la plateforme KAO (Kuiper Airborne Observatory) ou encore l'instrument SPIFI (Bradford, et al., 2002) sur le télescope James-Clerk Maxwell (JCMT) au Mauna Kea à Hawaï. Il faut noter qu'hormis les Fabry-Perot utilisés sur SOFIA, la plupart des instruments évoqués datent d'au moins une vingtaine d'années, et cela est principalement dû au fait que depuis plus de 10 ans, presque aucune mission spatiale d'envergure dans l'infrarouge lointain et submillimétrique n'a été sélectionnée par les grandes agences spatiales.

Pour continuer, l'instrument HIRMES, est un bon exemple de l'utilisation des Fabry-Perot pour l'astronomie submillimétrique. Les Fabry-Perot sont souvent utilisés en série afin de filtrer les ordres du Fabry-Perot ayant la plus grande résolution. Ainsi, sur HIRMES il y avait un HOFPI pour *High Order Fabry-Perot Interferometer*, un MOFPI pour *Middle Order FPI* et un LOFPI pour *Low Order FPI*. Les MOFPI et LOFPI complétés d'un filtre passe-bande permettaient de sélectionner efficacement le pic de résonance d'intérêt. Il arrive que d'autres types de spectromètres fassent office de filtre d'ordre. C'est le cas de l'instrument LWS/ISO que l'on a déjà évoqué sur lequel des réseaux à plus basse résolutions que le FP filtraient les ordres du Fabry-Perot utilisé à très grand ordre.

On a vu dans la section précédente qu'il était primordial d'avoir des miroirs extrêmement réfléchissants pour obtenir un très bon Fabry-Perot. Dans la gamme submillimétrique, la grande majorité des miroirs des FP sont métalliques et plus on souhaite augmenter les performances spectrales, plus l'absorption totale dans les miroirs est grande. Jusqu'à présent, dans cette gamme de miroirs sont des grilles métalliques.

Ces technologies ont été initialement introduites par Ulrich, Benk et Genzel (Ulrich, 1967) dans le but de construire des filtres optiques dans l'infrarouge lointain. Ces surfaces sont nommées capacitives ou inductives (cf. figure 3.3) et sont ce qu'on

appelle des surfaces sélectives en fréquence (FSS), dont les propriétés optiques dépendent de la géométrie des motifs périodiques. Les surfaces inductives se comportent comme des filtres passe bas tandis que les surfaces capacitatives sont des passe-haut.

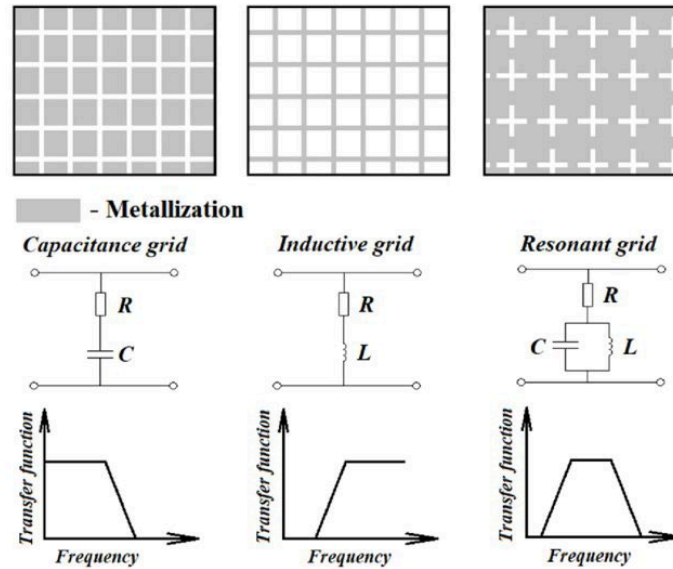


FIGURE 3.3 : Schéma des géométries de FSS usuelles (capacitive, inductive et résonnante), leurs circuits électriques équivalents et leurs caractéristiques spectrales (tiré de (Tarasov, et al., 2021)). L'efficacité de telles grilles si situe généralement autour de 50%.

Les motifs de ces surfaces métalliques sont très petits devant la longueur d'onde afin de rester dans un régime non-diffractif. A l'aide de l'analogie avec la théorie des circuits équivalents, dans (Ulrich, 1967), (Ulrich, et al., 1963) ou encore (Sakai & Genzel, 1983), les auteurs développent les formules générales pour calculer les coefficients de réflexion et d'absorption en fonction des propriétés géométriques des surfaces.

$$R = 1 - \left(\frac{2g}{\lambda} \ln \frac{g}{2\pi a} \right)^2 \quad (3.10)$$

$$A = \left(\frac{g}{\pi a} R \left(\frac{4\pi\epsilon_0 c}{\lambda\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (3.11)$$

où a est la largeur des carrés des structure et $2g$ l'espace entre deux carrés, c est la vitesse de la lumière dans le vide, ϵ_0 la permittivité du vide, λ la longueur d'onde et σ la conductivité du matériaux.

Pour l'application à des Fabry-Perot, il faut construire des miroirs avec ces surfaces en minimisant le coefficient d'absorption A et maximiser le coefficient de réflexion R et en déduire une expression de l'intensité maximale transmise :

$$T \approx 1 - \frac{\frac{3}{\lambda^2}}{6ag \left(\ln \left(\frac{g}{2\pi a} \right) \right)^2 \left(\frac{4\pi\epsilon_0 c}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.12)$$

Les miroirs de ces Fabry-Perot restent cependant métalliques avec un coefficient d'absorption non nul. Comme on l'a vu précédemment, plus la finesse est élevée, plus la lumière effectue de rebonds dans la cavité et plus elle est absorbée par les miroirs. C'est pour cette raison que dans ce genre de Fabry-Perot, la finesse dépasse rarement les 100, et pour atteindre de bonnes performances spectroscopiques, ils sont utilisés à des ordres de cavités très élevés. C'était le cas du Fabry-Perot de LWS/ISO qui affichait des finesses d'environ 70 et fonctionnait à des ordres autour de 100. Ainsi, suivant les longueurs d'onde ils approchaient des pouvoirs de résolution de 10000.

Mais même dans ce cas, avec une finesse limitée, l'absorption reste importante et l'efficacité en transmission dépasse rarement les 50%. Par ailleurs, lorsqu'on se place à un très grand ordre de cavité pour atteindre de très bonnes résolutions, l'intervalle spectral devient très réduit autour du pic de transmission, et cela nécessite de filtrer les ordres, souvent avec des spectromètres de plus faible résolution. Ces spectromètres ont chacun une efficacité inférieure à 1, et l'efficacité finale de l'instrument se trouve encore réduite. Un compromis est donc généralement à trouver entre le gain en résolution et la perte en efficacité

La figure 3.4 est tirée de (Douthit, et al., 2018) et montre l'effet de la perte en efficacité des Fabry-Perot en fonction de la finesse pour différents coefficients d'absorption des miroirs.

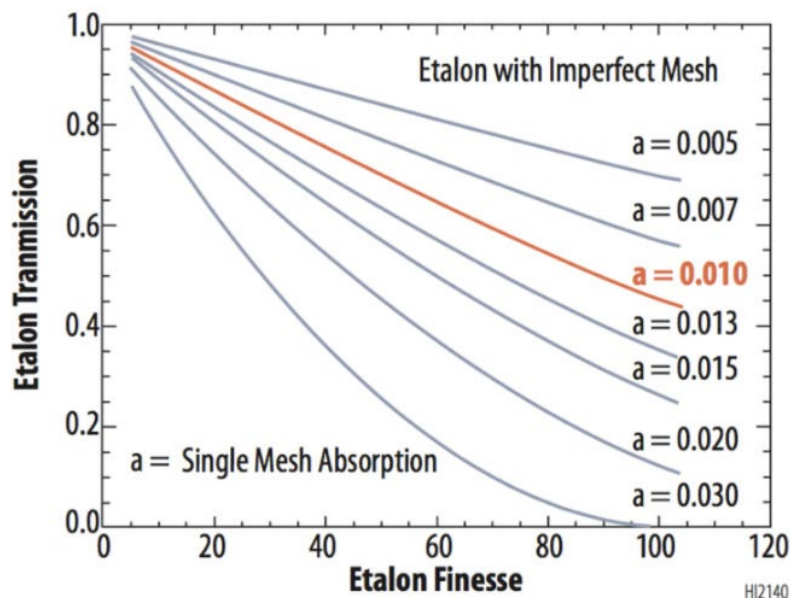


FIGURE 3.4 : Transmission des Fabry-Perot métalliques en fonction de la finesse pour différentes valeurs de coefficients d'absorption des miroirs, tiré de (Douthit, et al., 2018).

3.1.4. Spectrométrie multi-longueur d'onde avec un Fabry-Perot

Afin de percer les mystères de l'évolution du milieu interstellaire et de la formation stellaire, nous avons vu dans le premier chapitre qu'il est nécessaire d'étudier la dynamique des nuages de gaz et de poussières qui composent le MIS en faisant des observations spectroscopiques à différentes longueur d'ondes et avec des résolutions plus ou moins grandes. Certains phénomènes ne peuvent être révélés que grâce à de la spectroscopie très haute résolution tandis que d'autres requièrent seulement des résolutions modérées. Mais quelle que soit la résolution nécessaire, étudier la dynamique d'un objet exige des observations multi-longueurs d'onde. Nous avons vu que les longueurs d'ondes transmises par un Fabry-Perot sont directement proportionnelles à la taille optique de la cavité. En la modifiant d'une fraction x de la longueur d'onde, on décale le pic à l'ordre k de $\frac{2x}{k}$. Physiquement, il y a deux façons de modifier la longueur optique $L = nd$ d'une cavité : en modifiant sa taille d ou en changeant son indice optique n . Tous les spectromètres de Fabry-Perot cités jusqu'à présent ont un mécanisme qui permet de modifier la taille de la cavité en déplaçant un des miroirs par rapport à l'autre. Cette méthode nécessite de rajouter un mécanisme plus ou moins complexe au spectromètre, même si l'évolution rapide des micro-technologies comme les piézoélectriques ou les MEMS permet aujourd'hui de concevoir des Fabry-Perot à balayage très précis, compacts et fiable. Des travaux comme ceux de (Mao, et al., 2016) montrent qu'il est aujourd'hui possible de concevoir des Fabry-Perot on-chip dans l'infrarouge proche et moyen dont les cavités sont accordables à l'aide de MEMS.

La seconde manière de changer la taille optique de la cavité est de modifier son indice optique. Ce principe est encore très peu utilisé pour les applications astrophysiques car les technologies qui permettent sa mise en œuvre concrète sont assez récentes. Pour changer l'indice de réfraction d'un milieu, il faut changer ses propriétés physiques. Dans le domaine des nanotechnologies et de la photonique, des micro-résonateurs optiques sont modulés par la variation de la pression ou de la température du composant, comme c'est le cas dans les travaux de (Yaman, et al., 2010) où l'indice d'une microcavité de Fabry-Perot est modifié en modulant la température du matériau.

On constate depuis quelques années l'émergence d'un nouveau type de technologie que l'on appelle métamatériaux. Avec différentes techniques de micro-fabrications et de fabrication additives on peut contrôler la structuration interne d'un certain nombre de matériaux pour modifier leurs propriétés physiques. Ces métamatériaux ont trouvé un très grand nombre d'applications diverses aussi bien industrielles que scientifiques. Dans le domaine de l'optique, on peut par exemple graver des structures sub- λ dans un matériau afin de moduler ses propriétés optiques et notamment son indice de réfraction. Ces technologies permettant de maîtriser l'indice d'un milieu sont applicables aux Fabry-Perot.

Dans la partie 3.4 de ce chapitre, nous présentons deux designs de Fabry-Perot dont la cavité est microstructurée. Les microstructures permettent de maîtriser la distance optique de la cavité sans avoir besoin de balayer mécaniquement. Cet avantage est loin d'être anecdotique dans le contexte de conception d'un instrument spatial. De manière générale, au vu des conditions d'opération et de la non-accessibilité de l'instrument, moins il y a de mécanisme mobile dans un instrument, plus il est considéré comme fiable. S'affranchir du balayage mécanique de la cavité ajoute également de la stabilité dans les mesures. Ce type de concept, est également plus compact que la grande majorité des FP dont la cavité est actionnée mécaniquement.

Les FP microstructurés sont cependant moins versatiles que les FP à balayage. Les longueurs d'onde transmises choisies ne peuvent pas être ajustées *a posteriori* contrairement à un FP mobile avec lequel il est possible d'aller chercher d'autres ordres et d'autres longueurs d'onde si l'instrumentation associée le permet. Cela signifie que les FP fixes s'adaptent moins facilement à un large panel d'objectifs scientifiques que les FP mobiles. Ils ont en revanche l'avantage d'être plus compact et compatibles avec d'autres technologies micro-fabriquées, leur permettant potentiellement par exemple d'être hybridés sur des matrices de détecteurs.

Les différences de performances instrumentales et de stratégie d'observation entre un FP à balayage et un FP microstructuré seront quantifiées plus précisément dans le chapitre 5 dans une étude d'intégration sur une mission d'observation spatiale.

Les parties qui suivent sont consacrées à la description de deux nouveaux concepts de spectromètres de Fabry-Perot compacts en technologie silicium. Le premier est un Fabry-Perot à balayage et le second un Fabry-Perot fixe microstructuré.

3.2. LES MIROIRS DE BRAGG

Le premier concept de Fabry-Perot compact présenté dans ce manuscrit a été imaginé à partir de 2015 et développé au CEA lors de la thèse de Sophie Bounissou (2019) (Bounissou, 2019). L'idée de départ est de trouver une technologie de miroir ayant une absorption minimale afin de ne pas limiter les performances. Ainsi, des miroirs en matériaux diélectriques dont les pertes sont beaucoup plus faibles que les pertes métalliques ont été imaginés. Cependant, une couche diélectrique simple est un mauvais miroir et sa réflectivité à une longueur d'onde et une épaisseur donnée dépend uniquement de l'indice de réfraction du matériau. Pour les matériaux à forts indices comme le silicium ($n_{Si}=3.42$) ou le germanium ($n_{Ge}=4$), les réflectivités maximales atteignables dans le submillimétrique sont respectivement de 71 et 78% pour des couches quart-d'onde. Il a donc été décidé de concevoir des miroirs basés sur des empilements de couches diélectriques quart-d'onde afin d'atteindre de plus hautes réflectivités. On appelle ces structures réflecteurs ou miroirs de Bragg.

Avant de présenter le principe de tels miroirs, nous détaillons la méthode calculatoire utilisée pour modéliser et simuler des empilements multicouches tels que les réflecteurs de Bragg.

3.2.1. Méthode de calcul électromagnétique par le formalisme des couches minces

Il n'existe pas de formule analytique simple permettant de déterminer la réponse d'un empilement multicouche. Une méthode matricielle a été développée par (Abeles, 1957) pour le calcul de la réponse d'un empilement de couches minces en calculant la résultante des champs transmis et réfléchis à chaque interface.

Considérons une onde de champ électrique caractérisée par des champs E_i et H_i et un vecteur de propagation k_i , arrivant avec un angle d'incidence θ_i sur une couche semi-infinie d'épaisseur d et d'indice n_1 . On note I et II les indices relatifs aux deux interfaces de la couche, n_0 l'indice du milieu d'origine de l'onde et n_2 l'indice du milieu adjacent à la couche.

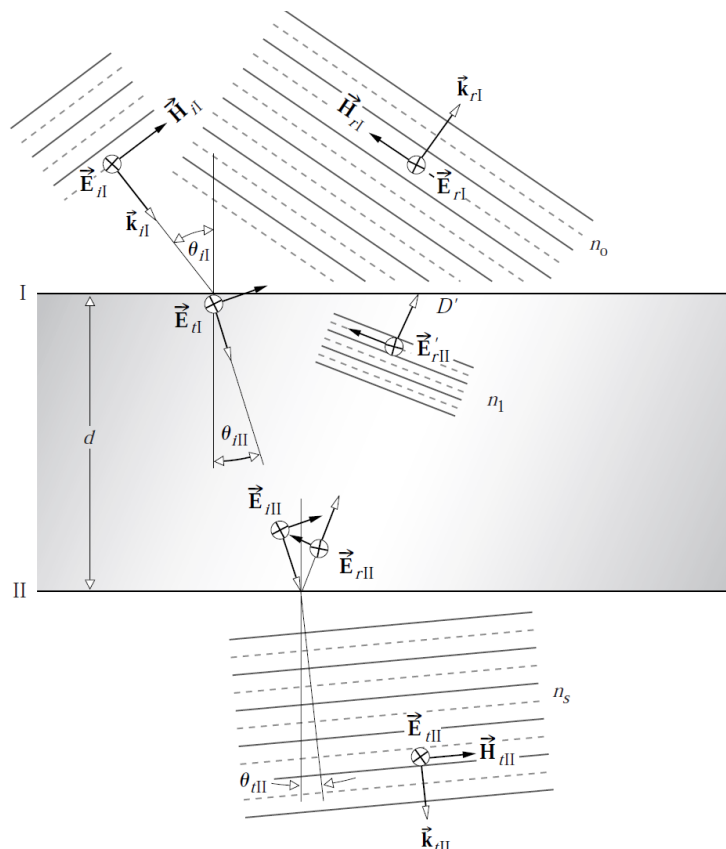


FIGURE 3.5 : Description des champs aux deux interfaces d'une couche diélectrique semi-infinie d'épaisseur d et d'indice n_1 , tiré de (Hecht, 2002).

Par continuité des composantes tangentielle des champs aux limites, on peut écrire les résultantes des champs aux deux interfaces :

- A l'interface I :

$$E_I = E_{rI} + E_{iI} = E_{tI} + E'_{rII} \quad (3.13)$$

$$H_{II} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{iI} - E_{rI}) n_0 \cos \theta_{iI} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{tI} - E'_{rII}) n_1 \cos \theta_{iII} \quad (3.14)$$

- A l'interface II :

$$E_{II} = E_{rII} + E_{iII} = E_{tII} \quad (3.15)$$

$$H_{II} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{iII} - E_{rII}) n_1 \cos \theta_{iII} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{tII} n_2 \cos \theta_{tII} \quad (3.16)$$

En traversant la couche, l'onde est déphasée de $\varphi = \frac{2\pi n_1 d \cos \theta_{i2}}{\lambda}$. On a donc :

$$E_{iII} = E_{tI} e^{-i\varphi} \quad (3.17)$$

et

$$E_{rII} = E'_{rII} e^{i\varphi} \quad (3.18)$$

Les égalités précédentes 3.13, 3.14, 3.15 et 3.16 deviennent alors :

$$E_I = E_{II} \cos \varphi + H_{II} \frac{i \sin \varphi}{Y_1} \quad (3.19)$$

$$H_I = E_{II} Y_1 i \sin \varphi + H_{II} \cos \varphi \quad (3.20)$$

où $Y_k = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_k \cos \theta_{i(k+1)}$ pour la couche k .

En notation matricielle, cela donne :

$$\begin{bmatrix} E_I \\ H_I \end{bmatrix} = \mathcal{M}_1 \begin{bmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

avec $\mathcal{M}_1 = \begin{bmatrix} \cos \varphi & \frac{i \sin \varphi}{Y_1} \\ Y_1 i \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}$ la matrice qui relie les champs à l'interface I avec ceux de l'interface II en fonction des caractéristiques de la couche et de l'angle d'incidence de l'onde.

Dans un système à n couches, entre les interfaces i et $i+1$, on a : $\begin{bmatrix} E_i \\ H_i \end{bmatrix} = \mathcal{M}_i \begin{bmatrix} E_{i+1} \\ H_{i+1} \end{bmatrix}$, et on peut donc relier la dernière interface $n+1$ à la première en écrivant :

$$\begin{bmatrix} E_I \\ H_I \end{bmatrix} = \mathcal{M} \begin{bmatrix} E_{n+1} \\ H_{n+1} \end{bmatrix} \text{ avec } \mathcal{M} = \mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2 \mathcal{M}_3 \dots \mathcal{M}_n = \begin{bmatrix} m1 & m2 \\ m3 & m4 \end{bmatrix}.$$

Pour obtenir les coefficients de transmission et de réflexion complexes t et r , il faut remplacer dans cette dernière équation les termes de champs par ceux des égalités initiales aux interfaces. Il vient alors :

$$\begin{bmatrix} E_{il} + E_{rl} \\ (E_{il} - E_{rl})Y_0 \end{bmatrix} = \mathcal{M} \begin{bmatrix} E_{t(n+1)} \\ E_{t(n+1)}Y_n \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

En développant, si on note $B = m_1 + Y_n m_2$ et $C = m_3 + Y_n m_4$ et sachant que $r = E_{rl}/E_{il}$ et $t = E_{tII}/E_{il}$ on trouve finalement :

$$r = \frac{Y_0 B - C}{Y_0 B + C} \quad (3.23)$$

$$t = \frac{2Y_0}{Y_0 B + C} \quad (3.24)$$

Enfin, à partir de ces coefficients d'amplitude, on peut dériver les intensités transmises et réfléchies :

$$T = t \cdot t^* \text{ et } R = r \cdot r^*$$

Ce formalisme est très robuste et permet de calculer les intensités transmises et réfléchies de n'importe quel système multicouche plan semi-infini dont les épaisseurs des couches sont sub-longueur d'onde. Il a été utilisé pour simuler les réponses théoriques de tous les systèmes multicouches supposés idéaux présentés dans la suite de ce manuscrit.

3.2.2. La réflexion de Bragg

Un miroir de Bragg est un empilement de couches diélectriques alternant fort et faible indices de réfraction et dont les épaisseurs optiques sont égales au quart de la longueur d'onde cible, que l'on appelle dans la suite λ_{Bragg} . Pour un faisceau à incidence normale, et des matériaux ayant des pertes diélectriques très faibles, la quasi-totalité du rayonnement est réfléchi par interférence constructive en réflexion.

Dans un empilement de Bragg comportant deux milieux différents, on utilise les notations (H) et (L) pour désigner les milieux d'indice fort et faible (pour high et low), et on utilise la notation suivante pour représenter un empilement de Bragg de plusieurs couches :

$$n_0/HLHL\dots LH/n_0$$

ou encore,

$$n_0/(HL)^N H/n_0$$

avec N le nombre de répétitions de l'empilement (HL).

Sur le schéma ci-dessous est détaillé le comportement de la lumière dans une structure quart-d'onde de Bragg avec les déphasages successifs à l'interface de chacune des couches.

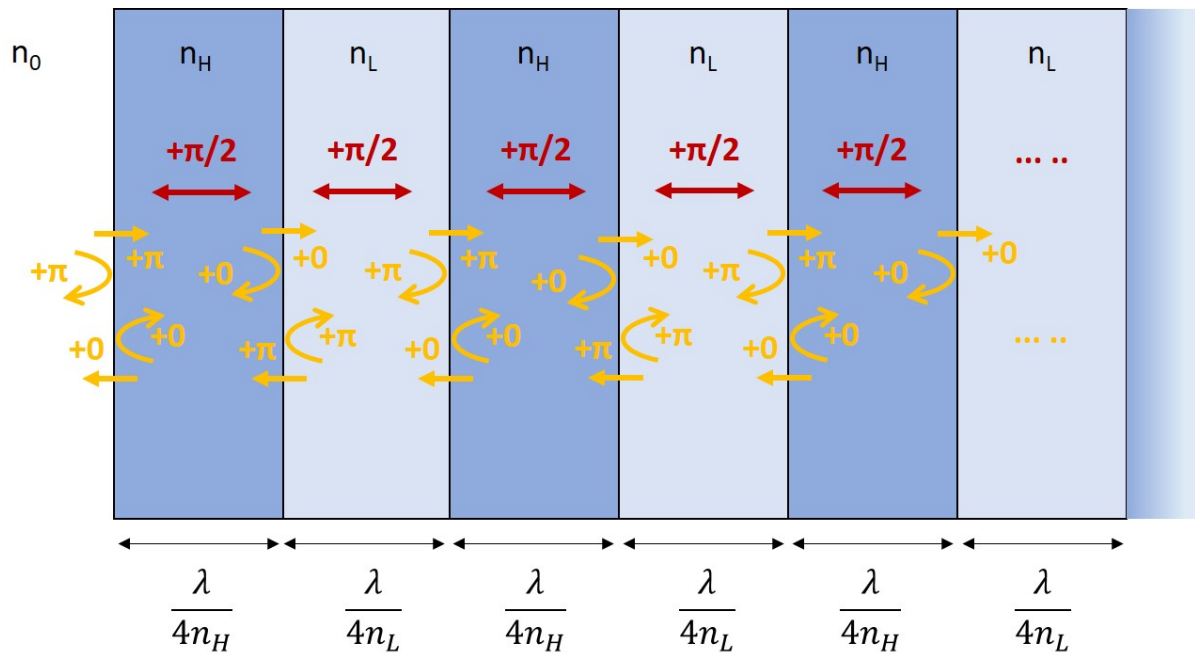


FIGURE 3.6 : Principe de réflexion dans un miroir de Bragg : L'alternance des couches (H) et (L) couplée à des épaisseurs quart-d'onde permet à l'onde de se déphaser de π quel que soit le nombre de réflexions dans chaque couche. En traversant chaque couche, l'onde est déphasée de $\pi/2$ et se déphase de π lorsqu'elle passe d'un milieu à indice faible à un milieu à indice fort.

Une onde est déphasée de π lorsqu'elle se propage d'un milieu à faible indice vers un milieu à fort indice, et n'est pas déphasée en se propageant d'un milieu à fort indice vers un milieu à faible indice. De plus, les couches ayant toutes une épaisseur optique identique de $\lambda_{\text{Bragg}}/4n$ (n étant l'indice du milieu), une onde est déphasée de $\pi/2$ en traversant une couche. De ce fait, en alternant les indices forts et faibles, on assure un déphasage en réflexion de π ($\pm 2k\pi$, $k \in \mathbb{M}$), pour chaque onde réfléchi, interférant donc constructivement. Ce type d'empilement atteint par ce phénomène des réflectivités extrêmement élevées.

On vient de décrire un réseau de Bragg à couches quart-d'onde, mais il est important de noter ici que l'on peut généraliser ce principe avec des couches d'épaisseur $(2k+1)\lambda_{\text{Bragg}}/4n$ ($k \in \mathbb{M}$). En effet, quel que soit k , l'onde traversant la couche sera déphasée de $\pi/2$ ($\pm k\pi$).

3.2.3. Développements originaux sur les miroirs de Bragg pour la bande 160 μm

Dans le cas d'un empilement de Bragg de type $n_0/(HL)^N H/n_0$ pour un rayonnement en incidence normale, et à l'aide du formalisme de calcul présenté précédemment, on a :

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} 1 \\ Y_0 \end{pmatrix} = \prod_{j=0}^{2N+1} \begin{bmatrix} 0 & i \\ iY_j & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ Y_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i \frac{n_0}{n_H} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^N \\ i Y_0^2 n_0 n_H \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^N \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

L'intensité maximale réfléchi à la longueur d'onde de Bragg est donnée par :

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_H^2}{n_0} \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N}}{1 + \frac{n_H^2}{n_0} \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N}} \right)^2 \quad (3.26)$$

On constate que pour optimiser R, on peut agir sur deux paramètres : maximiser le rapport $\frac{n_H}{n_L}$ ou augmenter N. En d'autres termes, plus l'indice des couches H sera élevé et plus le nombre de couches sera grand, plus le réseau de Bragg sera réfléchissant. Sur la figure 3.7 sont comparées les réflexions de 3 miroirs de Bragg ayant un nombre de couches différent.

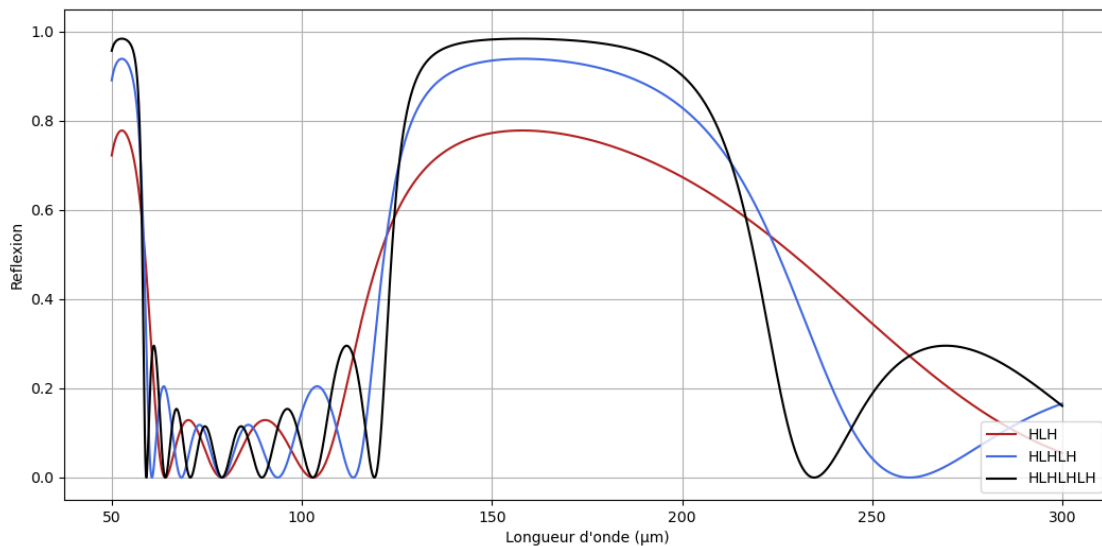


FIGURE 3.7 : Réflexions simulées de trois miroirs de Bragg au nombre de couches différents, mettant en évidence que plus N est grand, plus un miroir $(HL)^N H$ est réfléchissant.

Par ailleurs, bien que cela n'ait pas d'influence sur la réflectivité maximale du miroir, l'épaisseur des couches impacte la réponse du miroir. Les bandes de réflexions des miroirs ayant des couches plus épaisses, pour un même λ_{Bragg} , sont plus étroites (figure 3.8). C'est un point évidemment à considérer lors de la conception de miroirs de Bragg pour un Fabry-Perot.

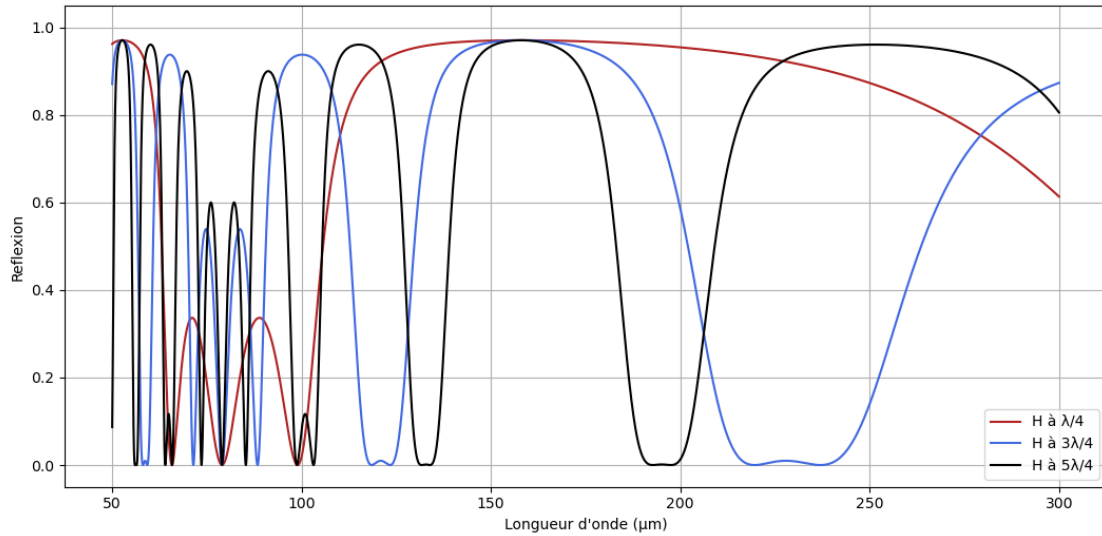


FIGURE 3.8 : Réflexions simulées de trois miroirs de Bragg HLH avec des épaisseurs de couches H différentes. La réflectivité maximale ne change pas en augmentant l'épaisseur des couches, mais la bande de réflexion se réduit.

3.3. LE FABRY-PEROT A MIROIR DE BRAGG, ETUDE THEORIQUE ET APPLICATION POUR LE SUBMILLIMETRIQUE

3.3.1. Détermination d'une formule théorique de la finesse d'un FP de Bragg

Dans cette section, on se place une nouvelle fois dans le cas idéal, où les miroirs de notre Fabry-Perot ne présentent aucun défaut structurel. Les empilements de Bragg sont ici considérés comme parfaitement plans, semi-infinis, et caractérisés uniquement par les épaisseurs et les indices optiques des différentes couches.

Du fait des caractéristiques spectrales des miroirs de Bragg, les Fabry-Perot avec des miroirs multicouches ont des réponses spectrales très différentes des FP à miroirs métalliques. Ils ont également des performances qui se comportent assez différemment.

En effet, on définit généralement la finesse comme le rapport entre la largeur du pic et l'intervalle spectral libre. Ce n'est plus valable avec un Fabry-Perot de Bragg. On appellera dans tout ce qui suit « Finesse », la résolution du spectromètre au premier ordre, et nous la comparerons à la finesse d'un Fabry-Perot « classique ».

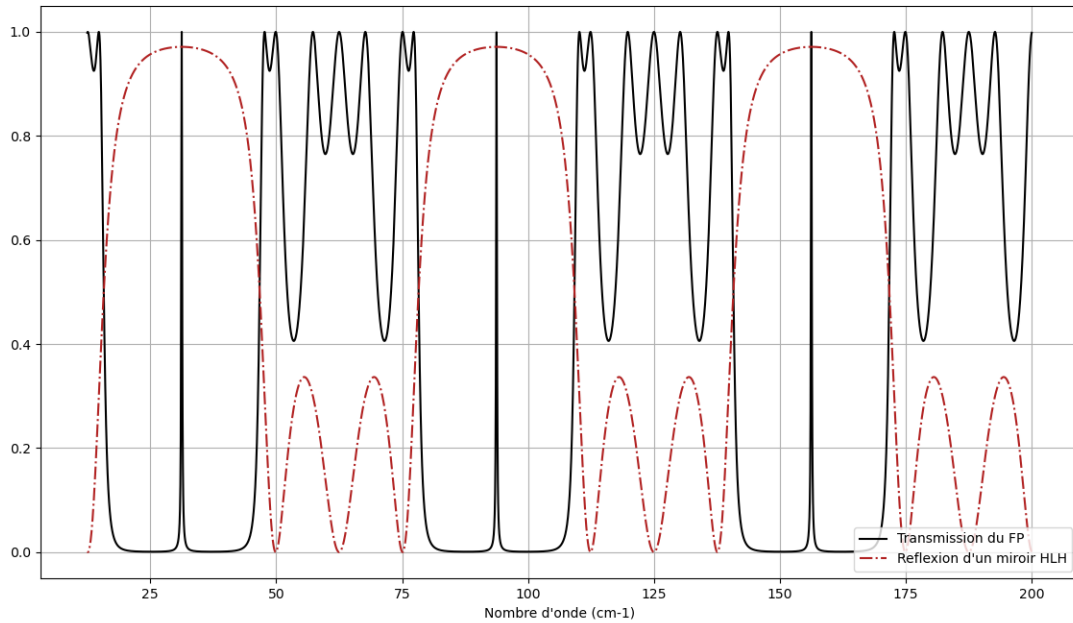


FIGURE 3.9 : Transmission d'un Fabry-Perot à miroirs de Bragg HLH (en noir), superposée à la réflexion d'un des miroirs le composant (en rouge). Ces réponses spectrales correspondent à celles de l'étalon de FP présenté en partie 3.3.2.

La figure 3.9 ci-dessus, montre les réponses spectrales d'un FP à miroirs de Bragg HLH autour des trois premiers ordres, ainsi que la réflectance des miroirs de Bragg qui le composent. On constate d'abord que le miroir de Bragg n'est réflectif que sur une bande assez restreinte, et cela a pour conséquence que le FP a un ISL autour du pic de transmission restreint. Il est intéressant de regarder pour ce cas-là la finesse du pic transmis. Graphiquement, on calcule une finesse de 150 alors que la formule de la finesse nous donne 107 pour des miroirs métalliques ayant une réflectivité de 97.12% comme c'est le cas pour ces miroirs de Bragg. On a donc un gain en finesse par rapport à un Fabry-Perot classique, et c'est ce que nous allons étudier dans cette section. Lorsque nous avons défini la finesse et la résolution du spectromètre de Fabry-Perot dans la section 3.1.2 de ce chapitre, nous avons d'abord vu que la finesse de réflexion théorique se calculait simplement à partir de la réflectivité des miroirs (relations 3.6 et 3.7). On vient de voir que cette formule ne fonctionne plus pour le cas de notre étalon.

On a aussi vu que la résolution se définissait par la relation $\mathcal{R} = kF$ où les k sont les ordres de la cavité de taille $L_k = k\lambda/2$. Dans le cas d'un Fabry-Perot avec des miroirs des Bragg, cette relation ne s'applique plus non plus. Cet écart entre la finesse d'un FP à miroir de Bragg et la finesse théorique a été relevé dans plusieurs travaux, mais les explications données sont vagues et imprécises. A notre connaissance, seuls (Atherton, et al., 1981) présentent une formule de la finesse effective des Fabry-Perot à miroirs de Bragg avec une correction liée au déphasage de l'onde par les réflexions multiples dans les couches quart-d'onde des miroirs. Cette relation n'est cependant pas détaillée et seulement applicable dans le cas précis de leurs travaux.

Dans ce qui suit, à l'aide de simulations numériques par le formalisme matriciel des couches minces, on détermine empiriquement une formule générale de la finesse d'un Fabry-Perot à miroirs de Bragg en fonction des paramètres des couches composant les miroirs.

Pour quelques configurations de miroirs de Bragg, on peut calculer la résolution d'un Fabry-Perot en fonction de l'ordre à une longueur d'onde donnée. Sur la figure 3.10, on compare les résolutions de deux types de FP à miroir de Bragg (Bragg à 3 couches et à 5 couches) ayant des épaisseurs des couches H et L différentes, avec un FP théorique idéal ayant la même réflectivité.

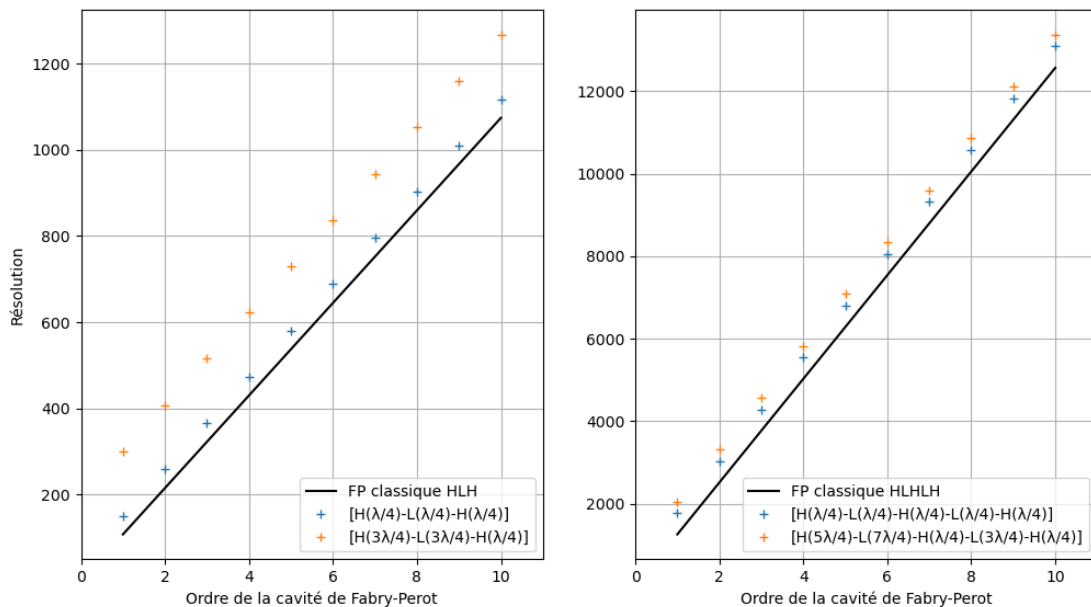


FIGURE 3.10 : Evolutions de la résolution de différents Fabry-Perot à miroirs de Bragg symétriques comparées à un Fabry-Perot idéal (courbes noires) ayant des miroirs de même réflectivité. A gauche : miroirs HLH (réflectivités de 97.12%), à droite : miroirs $(HL)^2H$ (réflectivités de 99.75%).

On constate que la résolution évolue comme un FP classique mais avec un écart que l'on appelle δ_{Br} qui semble dépendre de la configuration des miroirs de Bragg. On peut alors écrire :

$$\mathcal{R} = k\mathcal{F} + \delta_{Br} \quad (3.27)$$

On remarque sur les courbes précédentes que plus les couches des miroirs de Bragg sont épaisses, plus le δ_{Bragg} est grand. Cela peut s'expliquer par le fait que plus les miroirs d'un FP sont épais, plus la distance parcourue par une onde un peu désaccordée avec λ_{Bragg} est grande et donc plus son déphasage est important. L'amplitude de l'onde résultante de l'interférence des multiples réflexions déphasées de cette onde sera donc plus faible. En d'autres termes, plus un miroir de Bragg est épais, plus il ajoute de la sensibilité aux désaccords de longueur d'onde, et donc de la résolution au FP.

Étudions maintenant l'impact de chacune des couches d'un empilement de Bragg HLH dans un FP pour comprendre comment évolue δ_{Br} . Pour cela, on étudie l'impact de la variation d'épaisseur de chacune des trois couches des deux miroirs.

| | Configuration du FP (HLH)-(HLH)* | Résolution au premier ordre | δ_{Br} (Gain en résolution par rapport à la config [1 1 1] – [1 1 1]) |
|-----------|-------------------------------------|--------------------------------|--|
| 1 | [1 1 1] – [1 1 1] | 150.73 | |
| 2 | [1 1 3] – [1 1 1] | 182.14 | 31.41 |
| 3 | [1 1 1] – [3 1 1] | 213.55 | 62.82 |
| 4 | [1 1 1] – [5 1 1] | 159.92 | 9.19 |
| 5 | [1 3 1] – [1 1 1] | 169.11 | 18.4 |
| 6 | [1 1 1] – [1 3 1] | 153.42 | 2.69 |
| 7 | [1 1 1] – [1 5 1] | 156.11 | 5.38 |
| 8 | 3 1 1] – [1 1 1] | 237.31 | 86.58 |
| 9 | [1 1 1] – [1 1 3] | 323.89 | 173.16 |
| 10 | [1 1 1] – [1 1 5] | | |
| 11 | [3 3 3] – [3 3 3] | | |
| 12 | [5 5 5] – [5 5 5] | | |

*La notation $[i, j, k]$ symbolise un miroir de Bragg HLH avec i, j et k les facteurs d'épaisseur des trois couches. Si $i=3$, la couche 1 a une épaisseur de $3\lambda/4n$

FIGURE 3.11 : Évolutions de la résolution et de δ_{Br} au premier ordre pour les différentes configurations possibles d'un FP de Bragg à miroirs HLH pour $\lambda_{Bragg} = 320 \mu\text{m}$. Les effets sont parfaitement symétriques dans le FP. De plus, lorsqu'on passe de $3\lambda/4n$ (orange) à $5\lambda/4n$ (bleu), on double δ_{Br} . Le gain δ_{Br} de la configuration 11 est exactement la somme des gains des configurations oranges. Même chose pour les gains en bleu.

Dans le tableau de la figure 3.11 sont résumées les finesesses de différentes configurations de FP avec des miroirs HLH où les couches H sont en silicium et les couches L, du vide. On peut faire plusieurs constatations (qui ont été confirmées pour des tailles d'empilement et des indices de réfraction différents).

Tout d'abord, chaque couche a un impact différent sur la finesse, les couches les plus intérieures ont un plus fort impact. La résolution augmente linéairement avec l'augmentation de l'épaisseur d'une couche, la figure 3.12 le montre bien. Par ailleurs, les effets de chaque couche sur la finesse sont indépendants et peuvent se sommer. Le δ_{Br} ajouté en augmentant simultanément la couche i et la couche j est égal à la somme des δ_i et δ_j ajoutés par chacune des couches.

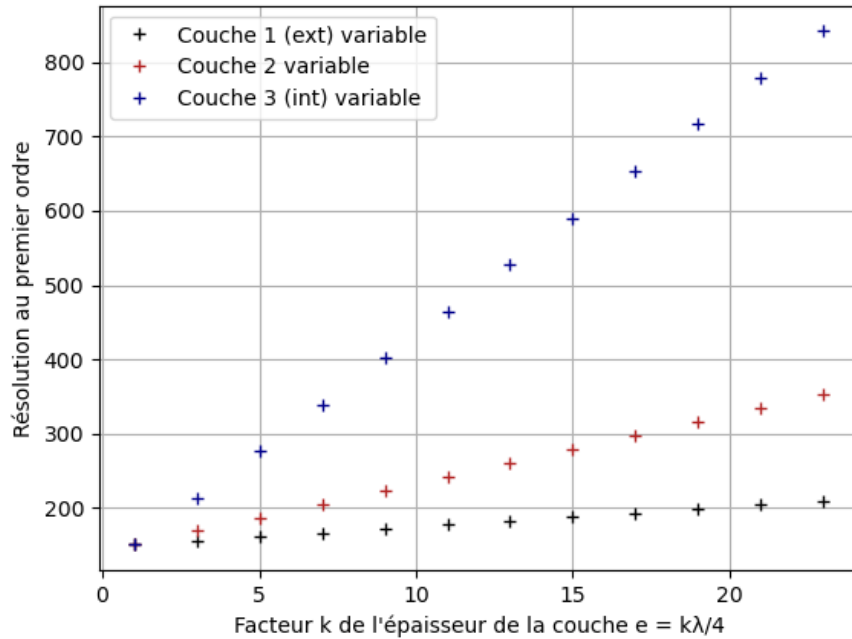


FIGURE 3.12 : Evolution de la résolution d'un FP de Bragg à miroirs HLH en fonction de l'évolution de l'épaisseur de chacune des couches. Pour chaque série de point, une seule épaisseur varie, les autres sont fixes à $\lambda/4n$. En noir : variation de la couche (H) extérieure ; en rouge : variation de la couche centrale (L) ; et en bleu : variation de la couche (H) intérieure, coté cavité.

Les couches d'un miroir de Bragg n'ont donc visiblement pas la même influence sur le δ_{Br} d'un FP. Il apparaît que pour un miroir à n couches, la n -ième couche qui est du côté de la cavité de FP a un apport beaucoup plus important à la résolution globale du FP. Plus précisément, dans un miroir de Bragg lorsque les épaisseurs optiques sont toutes identiques, nous avons pu déterminer δ_i la contribution à la finesse de la couche i ($\forall i \geq 2$) :

$$\delta_i = \frac{n_H}{n_L} \delta_{i-1} \quad (3.28)$$

Cette relation a été déterminée à partir de calculs sur plusieurs miroirs de Bragg de différents indice n_H et n_L .

Par ailleurs, comme nous l'avons montré avec la figure 3.12, δ_i évolue linéairement avec la taille de la couche i . Pour la première couche, δ_1 est un coefficient qui dépend de l'indice du milieu d'origine de l'onde n_0 , de l'indice de réfraction de la première couche n_H et de l'épaisseur de la couche. En faisant varier les différents indices, on peut établir que $\delta_1 = d_1 \frac{k_1}{2}$ où k_1 est le facteur lié à l'épaisseur optique de la couche 1 et d_1 est un paramètre qui dépend linéairement de n_0 et n_H tel que :

$$d_1 = \frac{\pi}{2} \left(\frac{n_H}{1 + n_0} \right) \quad (3.29)$$

De la même façon, on a pu déterminer à partir de la relation (3.28), que pour toute couche i ($i > 1$), δ_i est une suite géométrique de raison $\frac{n_H}{n_L}$ et dont le premier terme est $d_1 \frac{k_i}{2}$:

$$\delta_i = d_1 \frac{k_i}{2} \left(\frac{n_H}{n_L} \right)^{i-1} \quad (3.30)$$

Puisqu'on a vu que δ_{Br} est la somme des δ_i de chacune des couches des deux miroirs, on peut écrire δ_{Br} quelle que soit la configuration des deux miroirs :

$$\delta_{Br} = \delta_I + \delta_{II} \quad (3.31)$$

$$\delta_{Br} = d_1 \sum_{i=1}^p \frac{k_i}{2} \left(\frac{n_H}{n_L} \right)^{i-1} + d_1 \sum_{j=1}^q \frac{k_j}{2} \left(\frac{n_H}{n_L} \right)^{j-1} \quad (3.32)$$

Où p et q sont les nombres de couches des miroirs I et II .

Cette étude et cette formule nous permettent d'un peu mieux comprendre le fonctionnement des miroirs de Bragg dans un Fabry-Perot, et donc d'optimiser le design de tels interféromètres selon les besoins. On peut lister quatre points importants, certains déjà bien connus, mais que cette formule permet de quantifier précisément :

- 1- Plus le nombre de couches dans les miroirs de Bragg est grand, plus la finesse du Fabry-Perot est grande.
- 2- Plus les couches composant les miroirs sont épaisses, plus la finesse est grande.
- 3- C'est la place d'une couche dans un miroir de Bragg qui détermine son influence sur la finesse : une même couche (même épaisseur, même indice) à la i -ième place dans deux empilements de tailles différentes aura exactement la même influence sur la finesse du Fabry-Perot.
- 4- Plus une couche d'un miroir de Bragg se trouve proche de la cavité du Fabry-Perot, plus son influence sur la finesse est grande.

Ce dernier point est crucial. Pour optimiser efficacement la finesse d'un FP à miroirs de Bragg, il vaut mieux agir sur les couches interne (i.e. proches de la cavité) que sur les plus extérieures.

Il y a cependant un prix à payer à augmenter le nombre de couche et leurs épaisseurs. Une couche qui a un gros apport sur la finesse du Fabry-Perot implique que les défauts de surface de cette couche auront un plus gros impact sur la réponse du système. Et comme illustré sur la figure 3.8, l'augmentation du nombre de couches réduit la bande de réflexion du miroir et donc l'ISL du FP. Egalement, augmenter l'épaisseur des couches, ajoute des résonances supplémentaires que l'on retrouve sur la réponse du

FP. Plus les couches sont épaisses, plus ces « résonances parasites » sont resserrées autour du pic de Fabry-Perot.

Il est nécessaire de prendre en compte ces considérations lors de la conception d'un Fabry-Perot à miroirs de Bragg, et il faut trouver des compromis entre la finesse souhaitée, l'ISL nécessaire et la faisabilité technique du système.

3.3.2. La première preuve de concept

Le concept développé à partir de 2015 est un étalon de Fabry-Perot miroirs de Bragg en configuration HLH. On entend par étalon un démonstrateur de Fabry-Perot dont la cavité optique n'est pas variable. L'objectif avec cet étalon était de faire la preuve de concept et de démontrer les performances atteignables avec un tel Fabry-Perot dans l'optique de futurs développements de spectromètres pour l'astrophysique.

Les deux miroirs de cet étalon sont des empilements (HLH) dont la couche (H) est une couche de silicium cristallin d'indice $n_{Si}=3.42$ et la couche (L) du vide d'indice $n_{vide}=1$. Le silicium cristallin a été choisi du fait de l'étroite collaboration entre notre équipe et les équipes du CEA/Leti, spécialisées entre autres dans le développement de micro technologies silicium pour l'optronique. Ils sont entre autres capables de fabriquer des couches de silicium cristallin amincies de quelques dizaines de microns, avec des qualités de surfaces extrêmes (rugosité < 1 nm). Le silicium cristallin utilisé pour ces couches est un silicium que l'on appelle HRFZ pour *High Resistivity Float Zone*. C'est un matériau d'une très grande pureté avec extrêmement peu de défauts dans l'organisation cristalline ce qui lui procure une très haute résistivité (voir (Nakajima & Usami, 2009) pour plus de détails). Ce type de silicium cristallin atteint une résistivité supérieure à $1 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$. L'absorption associée à cette résistivité est inférieure à 0.1% pour des épaisseurs de silicium inférieures à $100 \mu\text{m}$, et tend d'ailleurs à diminuer avec la température (Pracht, et al., 2012), on peut donc la considérer comme négligeable.

Réaliser ces miroirs de Bragg avec des couches d'épaisseur $\lambda/4n$ pour transmettre à $\lambda = 158 \mu\text{m}$ au premier ordre signifie des épaisseurs de vide de $39.5 \mu\text{m}$ et des épaisseurs de silicium de $11.5 \mu\text{m}$. A l'époque de la conception de l'étalon, principalement pour des raisons de tenue mécanique, il a été choisi de doubler la longueur d'onde cible pour atteindre $320 \mu\text{m}$ et d'avoir des épaisseurs de vide (L) de $80 \mu\text{m}$ ($\lambda/4n_v$) et des épaisseurs de silicium (H) de $70 \mu\text{m}$ ($3\lambda/4n_{Si}$). Comme illustré sur le schéma ci-dessous (figure 3.13), les couches de vide des miroirs ainsi que la cavité de Fabry-Perot de cet étalon sont réalisées à l'aide de *spacers* de silicium, des couches de silicium évidées au centre. L'empilement total est donc de la forme (HLH)/2L/(HLH), pour un Fabry-Perot au premier ordre, soit avec une cavité égale à $160 \mu\text{m}$.

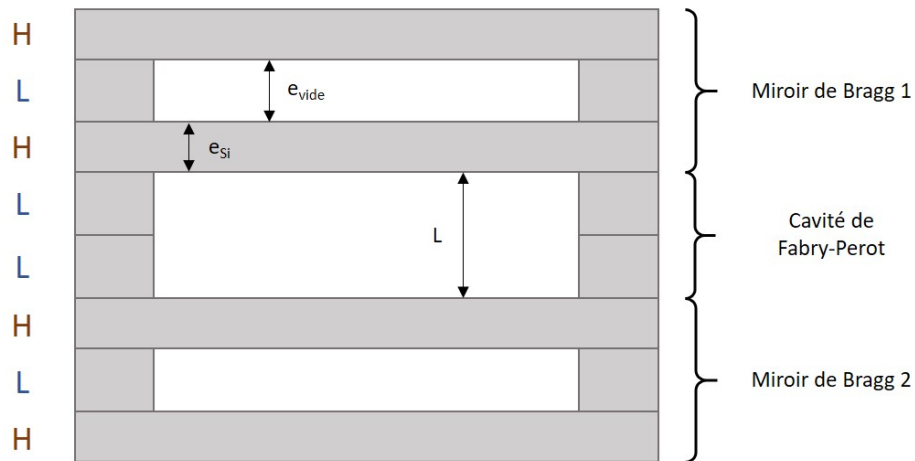


FIGURE 3.13 : Schéma de l'étalon de Fabry-Perot à miroir de Bragg transmettant à $320 \mu\text{m}$ au premier ordre. Les couches H sont d'épaisseur $e_{si}=70 \mu\text{m}$ ($3\lambda/4n_{si}$) et les couches L d'épaisseur $e_{vide}=80 \mu\text{m}$ ($\lambda/4n_{vide}$).

Les miroirs de Bragg de cet étalon ont une réflectivité supérieure à 95% sur une bande spectrale de plus de $50 \mu\text{m}$, et atteignent à $320 \mu\text{m}$ une réflectivité maximale de 97.12%. On voit bien sur la figure 3.9, que la réflectivité est limitée autour des $\lambda_{Bragg}/(2p+1)$, et cela définit les différents intervalles spectraux libres de notre FP. En théorie, si les miroirs sont sans défaut, cet étalon atteint une intensité transmise de 100% à $320 \mu\text{m}$ et sa finesse de réflexions est de 218.

Comme on le verra dans le chapitre 4, approcher les performances spectrales théoriques nécessite une très grande précision dans l'assemblage des différentes couches afin de déformer le moins possible les surfaces optiques. Un des échantillons de cet étalon de Fabry-Perot dont l'assemblage était le plus optimal a été mesuré à 77 K avec une finesse de 180 et une transmission de 98% à $325 \mu\text{m}$.

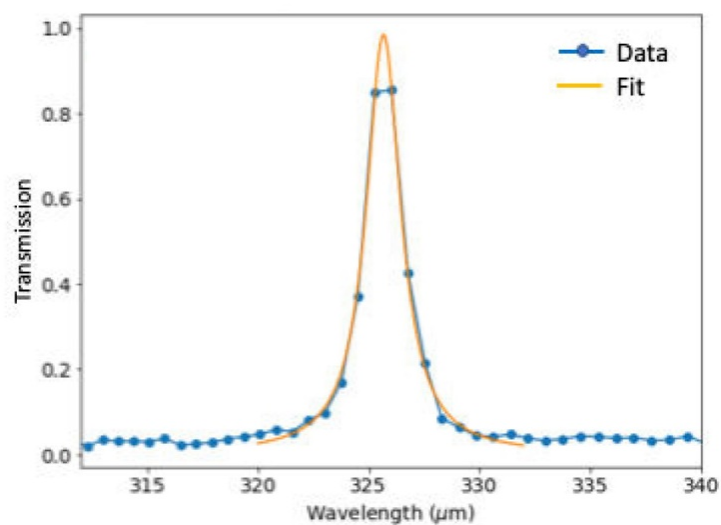


FIGURE 3.14 : Spectre en transmission mesuré à 77 K de l'étalon de FP de Bragg (extrait de (Bounissou, 2019)). Le pic atteint une efficacité de 98% et une résolution avoisinant 180.

Ce résultat prouve que le concept de Fabry-Perot à miroirs de Bragg dans cette configuration est très performant pour les longueurs d'onde submillimétriques.

3.3.3. Performances attendues du Fabry-Perot de Bragg en silicium

A la suite de ces résultats obtenus en 2019 sur un étalon fixe de Fabry-Perot à miroirs de Bragg, l'objectif est de concevoir et de mesurer les performances d'un premier prototype à cavité variable. Dans cette partie, on étudie le comportement spectral d'un tel spectromètre et dans le chapitre 4, nous détaillons la conception du prototype et les mesures réalisées sur celui-ci.

Commençons par analyser les performances d'un Fabry-Perot dont les miroirs de Bragg (HLH) sont identiques à ceux de l'étalon décrit précédemment et dont la cavité est variable. Sur la figure 3.15 sont affichées les réponses en transmission de ce FP pour différentes tailles de cavité autour de $L=160\ \mu\text{m}$ et les finesesses associées.

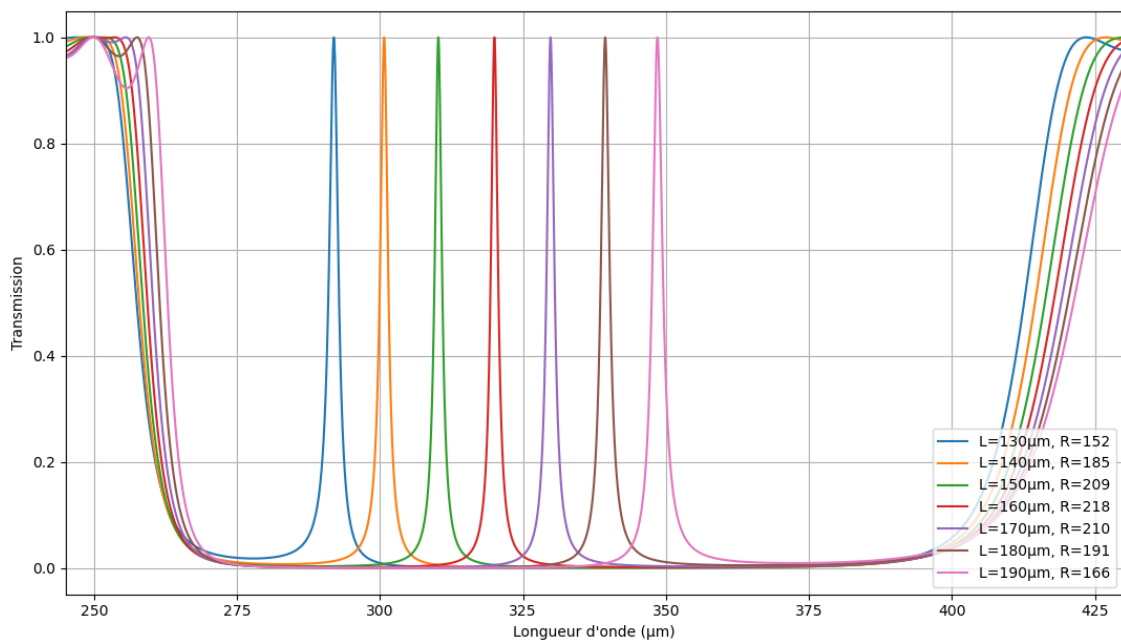


FIGURE 3.15 : Spectres en transmission simulés d'un FP de Bragg pour plusieurs tailles de cavité entre $130\ \mu\text{m}$ et $190\ \mu\text{m}$. Les résolutions varient entre 150 et 220.

La finesse décroît lorsqu'on s'écarte de la longueur d'onde de Bragg des miroirs, et on retrouve bien la corrélation entre finesse, réflectivité et les propriétés des couches de Bragg. L'ISL conféré par la réflectivité des miroirs de Bragg autour de $320\ \mu\text{m}$ est ici de près de $100\ \mu\text{m}$. Autour de cet ISL, il y a des zones de transmission, signatures spectrales des miroirs, et dont la position et la forme n'évoluent que très peu lorsque l'on modifie la taille de la cavité de Fabry-Perot.

Pour avoir une vision globale de l'évolution de la réponse d'un Fabry-Perot à miroirs de Bragg, on peut afficher la carte de transmission de ce FP en fonction de la taille de sa cavité (figure 3.16).

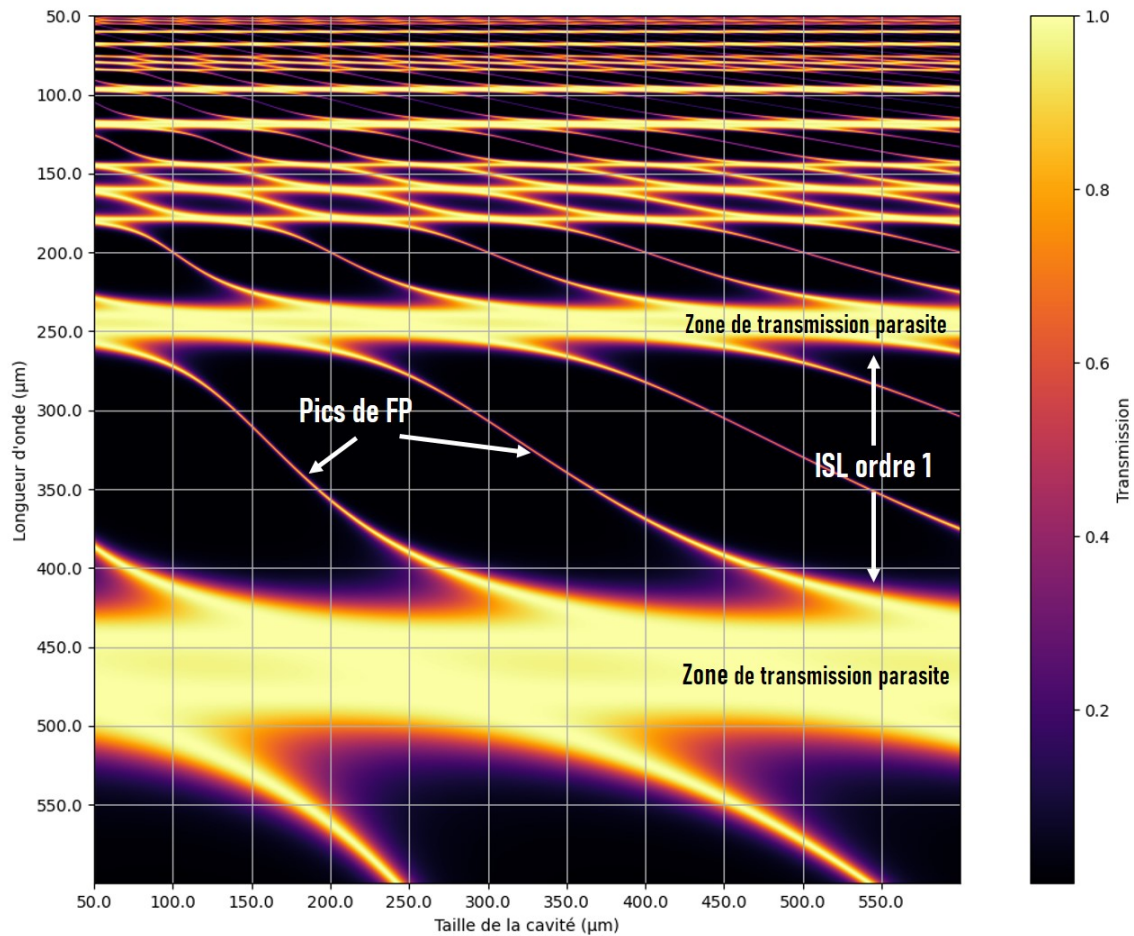


FIGURE 3.16 : Carte de la transmission d'un Fabry-Perot de Bragg à cavité variable, en fonction de la taille de la cavité et de la longueur d'onde.

On voit sur cette carte un certain nombre de structures assez complexes. Les zones brillantes horizontales correspondent aux zones de transmission caractéristiques des miroirs de Bragg que l'on vient d'évoquer, et qui n'évoluent pas en augmentant la taille de la cavité. Les larges zones sombres entre ces zones de transmission correspondent aux ISL de chacun des ordres du FP. Enfin, les lignes fines correspondent aux pics de transmission qui évoluent dans l'ISL en fonction de la taille de la cavité.

Dans un FP classique, pour une taille de cavité d'épaisseur optique L , on a vu que les longueurs d'onde des k pics de transmission se trouvaient aux $\lambda_k = \frac{2L}{k}$. Dans un FP à miroirs de Bragg, tous les ordres pairs sont recouverts par les bandes de transmission des miroirs de Bragg et ne sont donc pas utilisables.

Il y a un autre élément important à souligner et qui est mis en évidence par la carte de transmission : la longueur d'onde des pics de transmission n'évolue pas linéairement par rapport à la taille de la cavité comme c'est le cas pour un FP classique. A la longueur

d'onde de Bragg, par exemple 320 μm dans le cas de l'étalon, on a bien $\lambda_{\text{Bragg}} = 2L$, mais lorsqu'on s'écarte de λ_{Bragg} , cette relation n'est plus vraie. Le calcul de la réponse d'un tel Fabry-Perot avec le formalisme matriciel des couches minces est, à travers ce genre de carte, le seul moyen de prévoir le comportement du spectromètre. C'est notamment grâce à ça que nous avons pu dimensionner nos mesures expérimentales et caractériser efficacement nos premiers prototypes de FP de Bragg à balayage (voir chapitre 4).

3.4. FABRY-PEROT A CAVITE MICROSTRUCTUREE

Nous venons d'étudier un concept de Fabry-Perot dont les miroirs sont des empilements de matériaux diélectriques et dont la cavité est variable. Dans cette partie, nous présentons le design de Fabry-Perot fixe transmettant plusieurs longueurs d'onde grâce à un concept de cavité microstructurée en silicium.

3.4.1. Application des méta-matériaux pour l'optique à partir de l'IR

Ces 20 dernières années, le développement des micro et nanotechnologies pour l'industrie des semi-conducteurs a permis l'essor de nouvelles applications dans un grand nombre de domaines industriels et scientifiques. Avec la miniaturisation entre autres des composants optiques, de nouveaux phénomènes ont été mis en lumière. Des matériaux ou surfaces comportant des structures sub- λ présentent des propriétés physiques différentes de matériaux classiques. En contrôlant la géométrie de ces structures, on peut modifier la manière dont le matériau se comporte électriquement, optiquement, thermiquement, mécaniquement, etc. Du fait de leur taille, leur poids, leur flexibilité et leur faible coût récurrent de fabrication, les composants micro-optiques ont des applications dans la fibre optique, les lasers, le biomédical, l'aérospatial, etc. Les techniques de structuration existantes aujourd'hui sont très diverses (photolithographie, gravure par faisceau d'électrons, le tournage au diamant ou encore l'écriture directe par laser femto-seconde) et sont applicables à des matériaux qui sont généralement complexes à manipuler comme les diélectriques durs (silicium, germanium, saphir, etc.) et dont les propriétés électromagnétiques sont très intéressantes pour un grand nombre d'applications optiques.

Ces nouvelles technologies de fabrication et de gravure ont entre autres permis dans le domaine de la spectrométrie d'améliorer la qualité des spectromètres réseaux, rendant possible la gravure de formes plus complexes, optimisées et plus fines. Dans le chapitre 2, nous avons détaillé le fonctionnement de technologie telle que les surfaces à hautes impédance (HIS) pour la conception de bolomètre dans la bande 350 μm . Tout comme les miroirs en mailles métalliques Fabry-Perot décrits dans la partie 3.1.3,

les HIS sont des surfaces sélectrices en fréquence (FSS) et font partie de ce qu'on appelle des méta-surfaces. Des microstructures métalliques sont agencées de sorte à ajuster l'impédance d'une surface et modifier ses propriétés réfléchissantes ou absorbantes. On peut considérer que ce type de méta-surfaces est la brique technologique de base de beaucoup de détecteurs à réseaux d'antennes (ou dipôles) miniaturisés, que ce soit les bolomètres de type B-BOP ou les technologies de KIDS. Le dimensionnement d'une FSS est relativement simple grâce à la méthode des circuits électriques équivalents développée à partir des années 60 associant à une géométrie périodique sub- λ un filtre RLC.

De manière plus générale, les longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques, situées à l'interface entre l'infrarouge et les ondes radio, constituent aujourd'hui un terrain d'expérimentation idéal pour intégrer les métamatériaux et métasurfaces dans les systèmes de détection. Cela ouvre la voie à de nouvelles façons de modéliser les faisceaux lumineux pour combiner les modes de détection avec des technologies extrêmement compactes.

Pour le cas des métamatériaux, il en existe de nombreuses sortes, conçues à partir de différentes techniques et ayant des propriétés différentes. Nous allons nous concentrer dans ce qui suit sur les matériaux dont l'indice optique est modifié par gravure profonde. Le procédé utilisé au CEA/Leti est le DRIE (*Deep Reactive Ion Etching*, pour gravure ionique réactive profonde). C'est un procédé initialement utilisé en micro-électronique pour les microsystèmes électromécaniques (MEMS), ou pour créer des tranchées dans des wafers avec des rapports d'aspect allant jusqu'à 20/1.

Pour modifier l'indice optique d'un matériau par gravure, les structures doivent avoir des dimensions très petites devant la longueur d'onde pour ne pas dépasser la limite de diffraction. Si les structures sont symétriques et périodiques dans toutes les directions du plan du front de l'onde incidente, alors l'onde se comportera comme dans un milieu avec un indice effectif qui dépend du rapport de forme des structures. Il est d'ailleurs aussi possible d'agir sur la polarisation de l'onde en créant des structures dont les dimensions sont au moins de l'ordre de λ dans une direction et sub- λ dans l'autre.

3.4.2. Les matrices de Fabry-Perot microstructurés du CEA/Leti

Le concept général

L'idée d'un Fabry-Perot fixe microstructuré est née de la volonté d'utiliser les procédés de micro-fabrication couramment utilisés dans la micro-électronique et particulièrement pour fabriquer des détecteurs dans l'objectif de faciliter l'intégration d'un tel spectromètre sur le plan focal d'un bolomètre. En collaboration avec le

CEA/Leti, un concept de FP à cavité microstructurée pour transmettre plusieurs longueurs d'onde autour de 158 μm a été développé.

Dans cette section, on détaille la structure générale de ce type de spectromètre et on présente les réponses attendues. On peut décomposer la conception du résonateur en deux parties élémentaires fait de matériaux différents :

- Les miroirs, faits de métal (en grille ou en patch) comme sur les Fabry-Perot usuels dans le submillimétrique.
- La cavité en silicium structuré, divisée en zones d'indices effectifs différents, ajustés par la section des microstructures qui la compose.

La cavité de ce résonateur étant fixe, la variation de la longueur d'onde se fait le long de sa surface. La cavité est divisée en zones d'indices effectifs différents leur permettant de résonner à des fréquences différentes, de manière similaire aux matrices de Bayer. Ce type de concept de matrice de Fabry-Perot est imaginé pour être compact et en technologie compatible avec la fabrication des détecteurs en silicium. Le but est de les intégrer directement (par hybridation par exemple) sur les matrices de détecteurs comme on le voit sur le schéma en figure 3.17, où est proposé un design d'un de ces spectromètres, divisé en 16 zones dont les tailles sont adaptées aux pixels du détecteur sur lequel il est couplé.

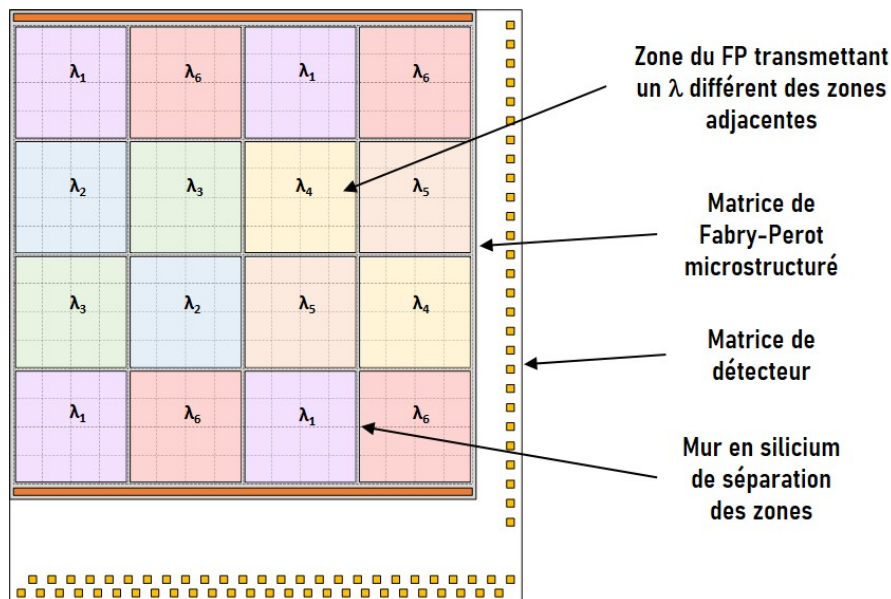


FIGURE 3.17 : Schéma de la matrice de FP microstructuré superposée à une matrice de B-BOP, vu de dessus. Chaque zone de couleur transmet une longueur d'onde et est adaptée à 4x4 pixels du détecteur. Sur cette configuration, le Fabry-Perot transmet 6 longueurs d'onde différentes.

Sur la figure 3.18 ci-dessous, est proposé une vue schématique en coupe d'un FP microstructuré, comportant deux parties identiques, hybridées l'une à l'autre pour former le résonateur. Chaque moitié comprend un miroir métallique et une cavité microstructurée divisée en zones.

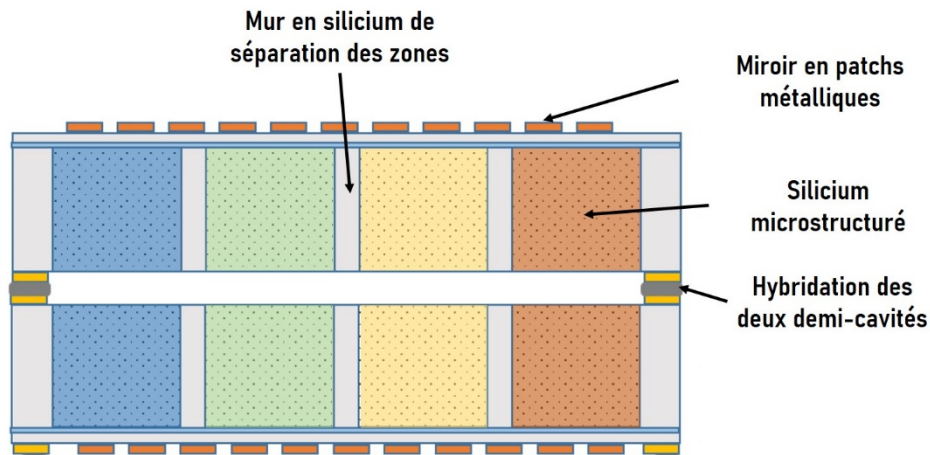


FIGURE 3.18 : Schéma en coupe d'un FP microstructuré (sans détecteur) tel que conçu par le CEA/Leti. Les zones colorées correspondent aux différentes zones en silicium microstructuré de la cavité, chaque couleur traduit une dimension de micro-gravure différente, transmettant une longueur d'onde différente. Les zones grises unies correspondent à des murs de silicium séparant les zones microstructurées.

Indice de la cavité microstructurée

La cavité microstructurée en silicium est composée de structures périodiques dont les dimensions sont très petites devant la longueur d'onde ($d < \lambda/10$). Pour déterminer l'indice effectif n_{eff} de ce milieu structuré, on simule par éléments finis la phase φ d'une onde traversant le milieu d'épaisseur h , et on a avec la formule :

$$n_{eff} = \frac{-\varphi \lambda_0}{2\pi h} \quad (3.33)$$

Dans les logiciels des simulations par EF comme COMSOL ou HFSS, on peut simuler un système périodique à l'infini en ne modélisant qu'une cellule élémentaire avec les bonnes conditions aux limites. En faisant varier la section des structures on peut simuler l'indice effectif du milieu et ainsi choisir les paramètres géométriques des différentes zones de notre matrice de Fabry-Perot. Sur la figure 3.19 ci-dessous, nous avons simulé un milieu composé de piliers de silicium de diamètre variable pour déterminer l'indice effectif associé pour une longueur d'onde d'incidence de 158 μm .

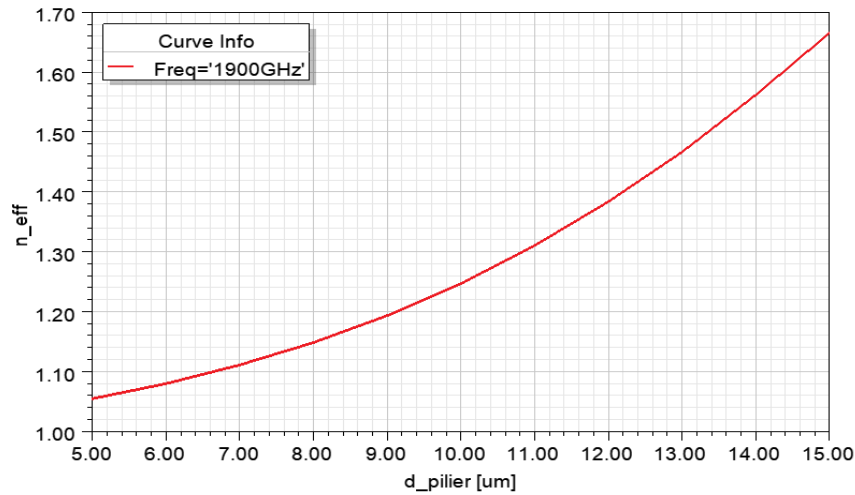


FIGURE 3.19 : Indices effectifs simulés par éléments finis en fonction du diamètre des piliers.

Performances attendues

Des simulations par éléments finis d'une cellule élémentaire complète pour les 6 diamètres de pilier différents ont permis d'évaluer les performances théoriques d'un Fabry-Perot à cavité microstructurée sur ses six bandes (figure 3.20).

Le résonateur, atteint des résolutions comprises entre 280 et 325. On parle ici de résolution car il opère à l'ordre 2, cela revient donc à des finesse comprises entre 140 et 162.5. Les miroirs métalliques absorbent une partie du rayonnement et leur impédance équivalente étant variable en fonction de la fréquence de l'onde, on obtient des transmissions variables entre 65 et 70%.

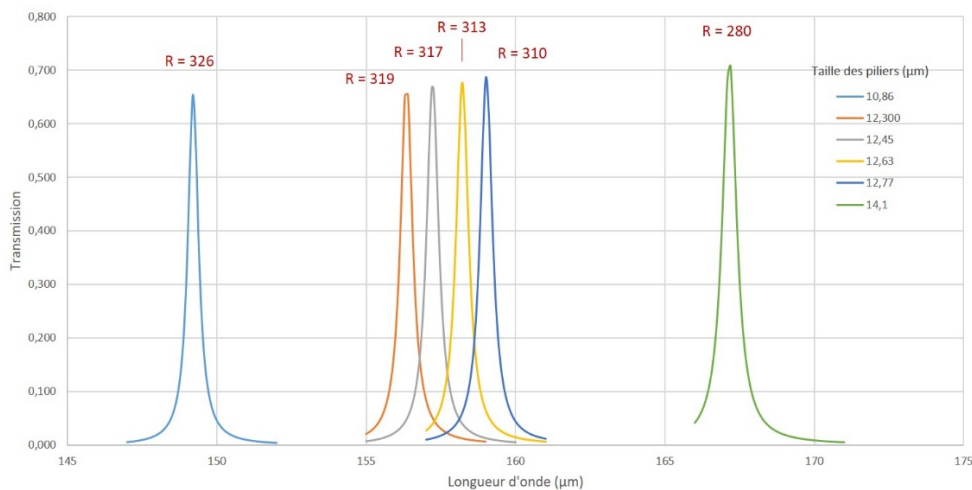


FIGURE 3.20 : Performances simulées par éléments finis du FP microstructuré sur ces 6 bandes de transmission. Les efficacités varient entre 65% et 70% et les résolutions sont supérieures à 310 pour les pics centraux autour de 158 μm.

Plusieurs échantillons d'un premier prototype de Fabry-Perot microstructurés ont été conçus par le CEA/Leti. Leur structure et leur caractérisation sur un banc optique cryogénique est présenté dans le chapitre 4.

3.5. COUPLAGE FABRY-PEROT – DETECTEUR, IMPACT SUR LA REPONSE SPECTRALE

3.5.1. Description de l'étude

Les spectromètres de Fabry-Perot présentés dans cette thèse sont conçus pour être intégrés le plus près possible du plan focal d'un détecteur. Depuis les travaux de (Revéret, et al., 2010), on sait qu'ajouter des couches diélectriques à la surface d'un détecteur à cavité de type PACS ou B-BOP améliore ses performances spectrales. A partir de ces recherches est née l'idée d'incorporer un spectromètre directement sur la surface d'un bolomètre. Dans ses travaux de thèse, (Bounissou, 2019) s'est penchée sur les problématiques de couplage d'un Fabry-Perot avec un bolomètre et il a été démontré que ce couplage, lorsqu'il est optimisé, améliore les performances spectrales du spectromètre et du détecteur.

Dans cette partie, nous nous plaçons dans le cas d'un faisceau incident collimaté, et nous étudions l'impact spectral d'un FP placé sur le plan focal d'un bolomètre pour les différents FP présentés précédemment. Il faut noter que l'hypothèse d'un faisceau collimaté ne représente pas complètement la réalité car les détecteurs en question sont placés au foyer de télescopes, et reçoivent donc un faisceau convergent. Cependant, dans la mesure où la taille des pixels est relativement grande devant les valeurs de focale classiques, on peut considérer cette approximation vraie au premier ordre. L'impact d'un faisceau convergent sur un Fabry-Perot placé au-dessus du plan focal d'un détecteur est analysé plus en détail dans le chapitre 5.

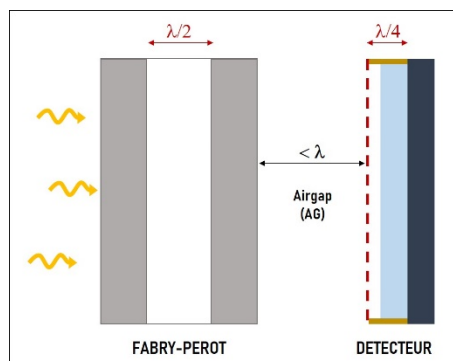


FIGURE 3.21 : Schéma du couplage d'un Fabry-Perot avec un détecteur à cavité $\lambda/4$ de type B-BOP.

Dans ce qui suit, on parle d'airgap (AG) la distance qui sépare le Fabry-Perot de la surface la plus externe du détecteur (figure 3.21). Le système couplé FP-détecteur est un système multi-cavités comprenant des FSS modifiant entre autre la phase de l'onde. Afin d'étudier avec précision le comportement électromagnétique de tels systèmes couplés, nous avons développé des modèles de simulation, à la fois basés sur la méthode matricielle des couches minces, et sur un logiciel de calcul électromagnétique par éléments finis. Nous avons ainsi pu comparer les résultats obtenus sur le couplage FP+bolomètre avec les performances unitaires des FP et du détecteur sans couplage.

3.5.2. Couplage FP de Bragg + B-BOP

Le couplage entre un FP de Bragg et un bolomètre a déjà été étudié par S. Bounissou dans sa thèse. Nous rappelons ici les points importants et intéressants et précisons quelques notions.

Le Fabry-Perot de Bragg à $\lambda = 320 \mu\text{m}$ est modélisable avec l'algorithme matriciel des couches minces, et le bolomètre peut être modélisé par une cavité quart-d'onde séparant un réflecteur parfait (le backshort du détecteur) d'une couche dont l'indice optique est calculé à partir de l'impédance équivalente de la couche des absorbeurs de B-BOP. Les résultats obtenus avec cette méthode matricielle ont été confirmés par des calculs par éléments finis sur un modèle fidèle au système réel.

Les résultats des simulations ont mis en avant deux phénomènes importants. Le premier est l'élargissement de la gamme spectrale du bolomètre grâce au couplage. Le bolomètre est optimisé pour absorber 100% du rayonnement autour de $100 \mu\text{m}$, son absorption décroît pour les plus grandes longueurs d'onde. Le FP de Bragg est lui optimisé autour de $320 \mu\text{m}$, et pourtant, le système couplé affiche une absorption par le détecteur de 100% autour $320 \mu\text{m}$ lorsque l'airgap est bien choisi (figure 3.22). Cela signifie que l'absorption dans le bolomètre n'est plus due uniquement à la cavité quart-d'onde mais au couplage de toutes les cavités du système.

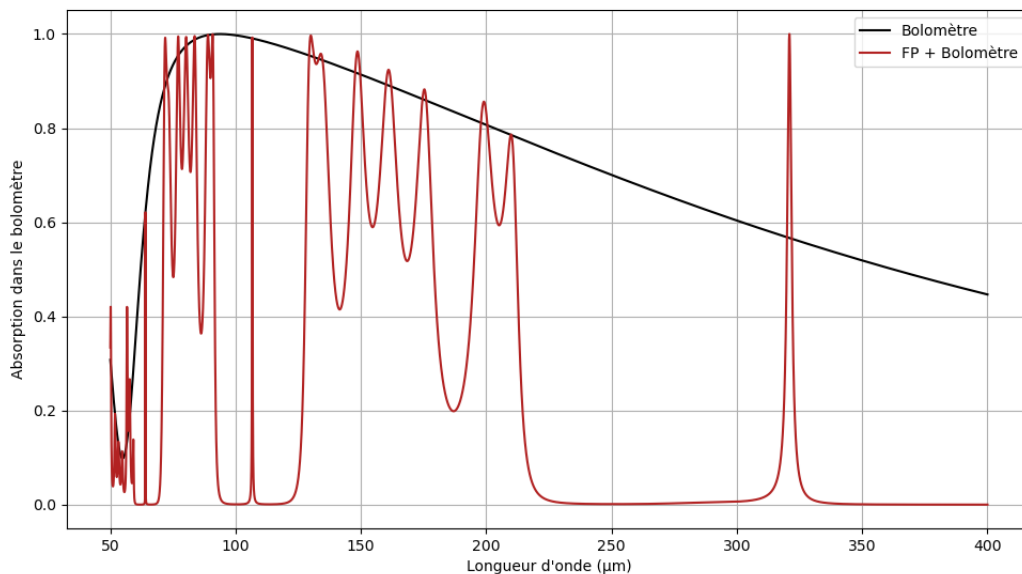


FIGURE 3.22 : Absorption par le bolomètre seul (en noir) et par le bolomètre couplé avec un Fabry-Perot avec un AG optimale (en rouge). Le FP permet d'augmenter la capacité d'absorption du bolomètre lorsqu'il est couplé de manière optimale. A $320 \mu\text{m}$, le système couplé absorbe près de deux fois plus que le bolomètre seul.

Le deuxième phénomène que l'on observe est la périodicité des couplages optimaux et la séparation des modes. On constate en modifiant l'AG que certaines valeurs donnent des résultats de couplage meilleurs que d'autres. En affichant la carte d'absorption en fonction de l'AG et de λ (figure 3.23), on remarque plus précisément

qu'il y a des valeurs d'AG optimisant le couplage, et que ces valeurs se répètent périodiquement tous les $\lambda/2$. De plus pour chaque zone où l'airgap est optimal, il y a en réalité deux valeurs pour lesquelles l'absorption est maximisée et au centre desquelles se trouve une zone de plus faible absorption.

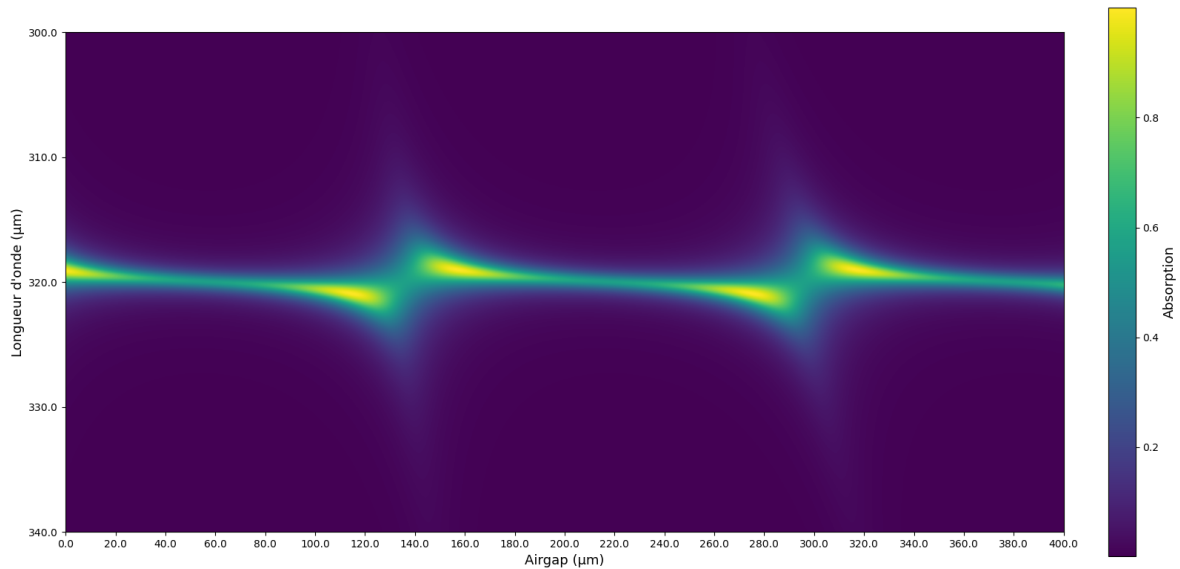


FIGURE 3.23 : Carte de couplage du Fabry-Perot de Bragg avec un bolomètre à cavité quart-d'onde. Elle affiche l'intensité du rayonnement absorbée par le bolomètre en fonction de la longueur d'onde et de l'AG. Cela donne une indication sur quel AG choisir pour optimiser les performances du système couplé.

La périodicité de la structure peut s'expliquer par le fait que chaque cavité du système résonne périodiquement tous les $\lambda/2$ (que ça soit le Fabry-Perot, ou les cavités $\lambda/4$ des miroirs et du bolomètre). Ainsi pour coupler ces cavités efficacement, les valeurs d'AG doivent être adaptées à ces modes de résonance communs. Par ailleurs, l'effet d'extinction observé au niveau des zones d'airgap optimaux n'est encore que partiellement compris. Il semblerait que ce phénomène soit lié aux interférences de Fano.

L'effet Fano a été initialement découvert par Ugo Fano en 1935 et revisité en 1961 (Fano, 1961), dans le contexte de la photoionisation, et est utilisé dans une grande classe de systèmes résonnants (méta-matériaux, plasmoniques, nanoparticules interactions phononiques, etc.). C'est un phénomène d'interférence qui se produit lorsqu'un état résonant discret interagit avec un continuum d'états. Dans le cas de cavités optiques résonnantes, les modes de résonances d'une cavité peuvent interférer avec un continuum d'état qui sont les modes de transmission des autres cavités couplées et ceux de l'espace libre. Ces interférences ont pour effet une asymétrie dans la réponse spectrale du système résonnant. Dans (Tu, et al., 2010) sont décrits théoriquement les phénomènes de résonance de Fano entre plusieurs microcavités optiques de Fabry-Perot pouvant mener aux phénomènes d'extinction que l'on retrouve sur notre carte de couplage. De même, ce phénomène est analysé dans

(Awais, et al., 2021) pour le cas d'un système de quatre miroirs couplés, et on observe les mêmes lignes de Fano sur les cartes de champ en fonction du désaccord des cavités.

Bien qu'il soit probable que les effets que nous observons aient donc un lien avec les phénomènes d'interférence de Fano, nous n'avons pas poussé plus loin nos investigations dans ce sens dans ce travail de thèse.

Ces résultats montrent, en tout état de cause, qu'il est très intéressant de coupler un Fabry-Perot à un détecteur de type B-BOP, non seulement pour gagner en compacité mais également comme nous venons de le montrer, car le couplage augmente les capacités spectrales du détecteur. Cela signifie qu'il est possible de faire de la spectro-imagerie dans des gammes de longueur d'onde initialement non couvertes par le détecteur. Ce couplage fait cependant rentrer en jeu des phénomènes complexes et chaque système couplé répond différemment. Pour avoir un couplage efficace, il est de fait nécessaire de calculer précisément les valeurs d'AG permettant une détection efficace du rayonnement.

3.5.3. Couplage FP microstructuré + B-BOP

Le cas du FP microstructuré est similaire au FP de Bragg, et on retrouve le même comportement spectral global et la même périodicité des AG optimaux. Ce résonateur a cependant la spécificité d'avoir des miroirs métalliques qui absorbent une partie du rayonnement et déphasent l'onde s'y réfléchissant. Cela nous permet de mettre en évidence d'autres effets du couplage avec un détecteur à cavité.

De la même manière que la couches d'absorbeur de B-BOP, il est possible de modéliser le couplage avec le formalisme des couches minces en représentant les miroirs comme des couches minces dont l'indice est calculé à partir de l'impédance complexe du circuit équivalent à la FSS. Les zones de pilier, sont ici également modélisées par des couches uniformes avec un indice effectif équivalent. Ce calcul numérique est rapide et permet d'avoir un bon aperçu de la réponse spectrale du système couplé en fonction de l'AG, mais les simplifications faites dans la modélisation des couches dont la structure est complexe nous obligent à confirmer ces résultats par un calcul par éléments finis, dans lequel chaque élément et ses propriétés physiques sont fidèlement reproduites. Du fait de la différence d'échelle entre certaines structures du modèle et de la complexité des géométries, le système est modélisé en 3D et le maillage de ce modèle est très lourd. Cela a pour conséquence un long temps de calcul pour chaque point de la carte d'absorption par le détecteur en fonction de la longueur d'onde et de l'AG. C'est pourquoi sur la carte en figure 3.24, tous les points n'ont pas été calculés.

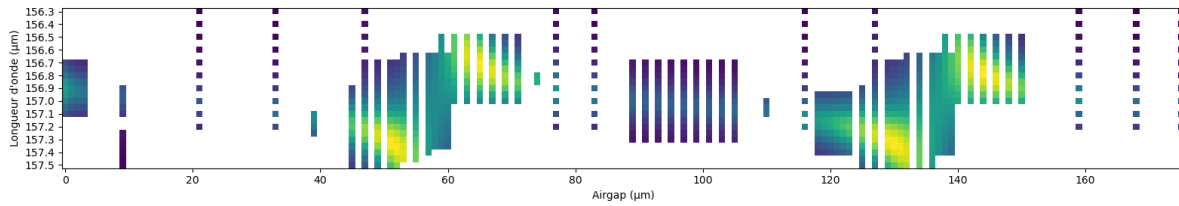


FIGURE 3.24 : Carte de couplage partielle du FP microstructuré avec B-BOP, obtenue par 824 simulations par éléments finis différentes. Ces simulations permettent de confirmer les structures observées par la méthode matricielle (figure 3.23), et permettent d'accéder aux valeurs précises des AG optimaux.

Cette cartographie présente la proportion de l'intensité de rayonnement absorbée par les dipôles du détecteur en fonction de la longueur d'onde et de l'airgap de couplage pour une zone où les piliers ont un diamètre de 12.45 μm (zone transmettant à 158 μm). Cette cartographie nous confirme le comportement observé sur les résultats de simulations par le formalisme matriciel, et nous donne les valeurs précises des AG optimaux pour ce couplage.

Comme pour le FP de Bragg, la valeur de l'AG optimal dépend de la longueur d'onde de résonance du FP. Pour les six zones, les valeurs des AG optimaux ont été calculées et sont présentées dans le tableau 3.25. Cela signifie qu'il faudrait dans le cas de ce FP avoir un airgap différent pour chaque zone, ce qui rendrait l'instrument beaucoup plus complexe à fabriquer.

| $d_{\text{piliers}} (\mu\text{m})$ | 10.86 | 12.3 | 12.45 | 12.63 | 12.77 | 14.1 | | | | | | |
|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|-------|-------|-------|
| 1 ^{er} AG _{opt} (μm) | 48 | 61 | 52 | 65 | 53 | 66 | 53 | 67 | 54 | 67 | 59 | 72 |
| λ absorbée (μm) | 149.3 | 148.8 | 156.4 | 155.8 | 157.3 | 156.6 | 158.2 | 157.6 | 159 | 158.3 | 166.4 | 167.3 |
| Absorption par le détecteur (%) | 70.4 | 70.2 | 72.2 | 72.4 | 72.3 | 72.8 | 72.4 | 72.8 | 72.6 | 72.3 | 74.5 | 74.6 |

FIGURE 3.25 : Tableau de la position des premiers AG optimaux pour les 6 bandes du FP microstructuré et l'efficacité associée.

En comparant les valeurs affichées dans le tableau aux intensités transmises et aux résolutions des différentes zones du Fabry-Perot seul, on constate deux choses :

- L'intensité absorbée par le bolomètre est supérieure à ce que le FP microstructuré transmet sans couplage (>70% vs ~60-65%).
- Les résolutions des pics centraux sont un peu dégradées.

Dans le cas de miroirs métalliques absorbants, l'augmentation de l'efficacité grâce au couplage est un résultat très intéressant. On avait vu pour le cas du FP de Bragg que le couplage optimisait l'absorption dans une gamme où le détecteur n'est pas conçu pour. Ici on retrouve cet effet, B-BOP absorbe moins de 90% à 158 μm là où le Fabry-Perot transmet environ 65%. Le couplage des deux donne une absorption de près de 75% ce qui est bien supérieur (15%) au simple produit des efficacités des deux systèmes.

Regarder la répartition du champ électrique dans les différentes cavités du système FP+bolomètre, nous permet de comprendre l'impact du couplage des cavités sur l'efficacité globale du système (figure 3.26). Il y a effectivement moins d'énergie stockée dans la cavité du FP microstructuré lorsqu'il est couplé au détecteur. Cela signifie que l'onde s'est réfléchi moins de fois dans la cavité et explique donc la perte en résolution. Puisque l'onde se réfléchit moins sur les miroirs du FP, la proportion de l'onde absorbée par ces derniers est donc moins grande, c'est pourquoi le résonateur transmet plus efficacement lorsqu'il est couplé à un détecteur. Lorsque les cavités sont accordées, (airgap optimal) l'énergie se répartit entre les différentes cavités et le FP microstructuré est proportionnellement moins résonant. On voit en effet qu'une partie du champ est concentré dans l'airgap entre le FP et le bolomètre.

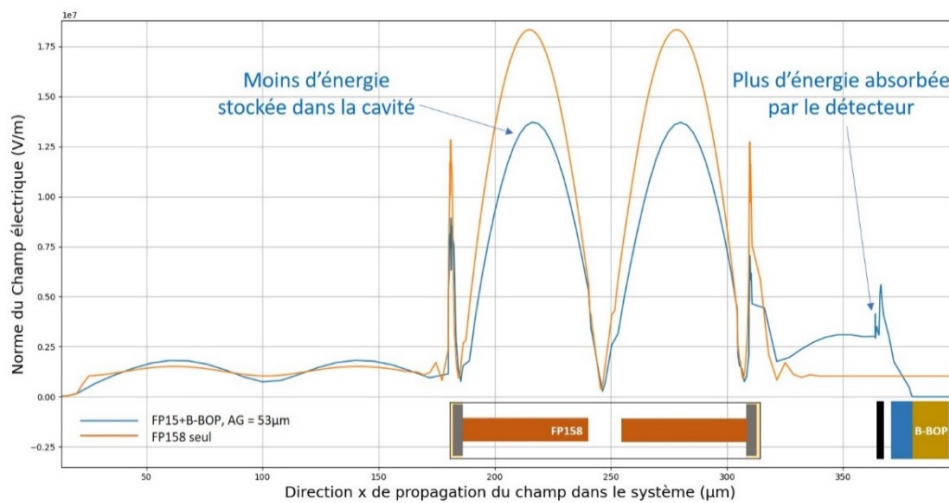


FIGURE 3.26 : Evolution de la norme du champ électrique d'une onde à 158 μm dans un système couplé (en bleu) et dans un FP microstructuré seul (en orange). Le schéma à l'échelle d'une cellule élémentaire du système FP+détecteur est superposé aux champs E.

Les simulations nous donnent accès aux différentes valeurs d'AG optimaux pour chaque valeur de résonance. Le choix d'une valeur d'AG pour le couplage implique donc de choisir de diminuer les performances de certains pics de détection. Sur la figure 3.27 sont tracées les résonances des 6 zones différentes d'un Fabry-Perot microstructuré pour deux valeurs d'AG différentes. Ces deux AG sont ceux qui optimisent le couplage pour $\lambda = 158 \mu\text{m}$. Pour les longueurs d'onde les plus éloignées de 158 μm , les performances sont logiquement plus dégradées. C'est le cas ici pour les pics autour de 149 μm et 167 μm dont l'efficacité et la résolution sont plus basses que les autres pics. Pour les pics entre 157 et 160 μm , les différences restent mineures.

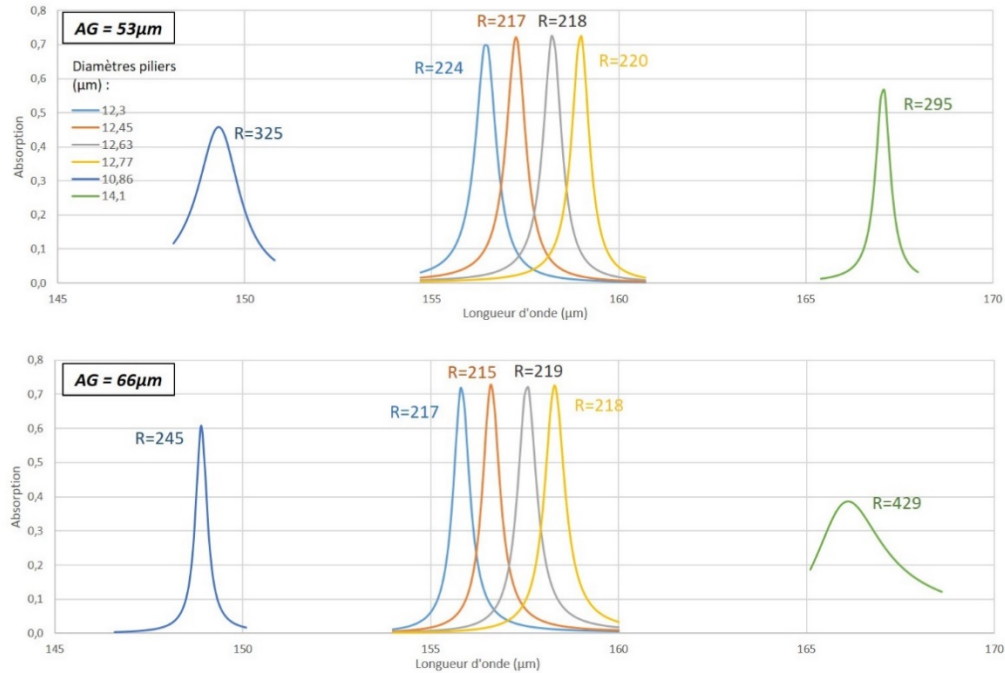


FIGURE 3.27 : Spectres simulés (par EF) de la transmission des 6 bandes d'un FP microstructuré comportant six zones de gravure différentes, couplé à B-BOP pour les deux AG optimaux correspondant à la zone transmettant à 158 μm .

En vue de la mise en œuvre du couplage d'un futur prototype de Fabry-Perot microstructuré à une matrice de bolomètres, il est utile de connaître les exigences de précision du couplage. Dans le tableau 3.28 ci-dessous, on a résumé les valeurs d'absorptions atteignable pour différents écarts par rapport à l'airgap optimal.

| Écart à l'airgap | Absorption par le détecteur |
|---|-----------------------------|
| 0 (AG = 53 μm) | 73% |
| 2 μm | <70% |
| 4 μm | <55% |
| 6 μm | <40 |

FIGURE 3.28 : Valeurs de l'efficacité de l'absorption des bandes du FP microstructuré pour différents écarts à l'AG optimal.

3.6. CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons dans ce chapitre présenté le principe de deux concepts de Fabry-Perot novateurs et technologie silicium. Le premier, le FP de Bragg, reprend le fonctionnement des Fabry-Perot classique avec un balayage de la cavité, mais la grande particularité de ce spectromètre est que ses miroirs sont entièrement en silicium, et n'absorbent donc pas la lumière qui les traverse. Nous avons approfondi le fonctionnement interférométrique d'un tel Fabry-Perot fait de tels miroirs, et nous avons en particulier développé une expression inédite de la finesse théorique précise

de ce type de Fabry-Perot. Nous avons présenté la structure du Fabry-Perot de Bragg que nous avons conçu et pour lequel on attend des finesses approchant les 200 avec 100% de transmission.

Le deuxième concept est un Fabry-Perot fixe, dont la structure hérite des technologies de micro-fabrication. Le Fabry-Perot microstructuré tel que le CEA/Leti l'a conçu est divisé en différentes zones, transmettant chacune différentes longueurs d'onde. La cavité ne bouge pas dans ce concept, mais on ajuste l'indice optique de chaque zone en gravant le silicium avec un facteur de remplissage plus ou moins important. Ce type de FP microstructuré promet d'être dextrement compact, et est donc un excellent candidat pour une prochaine intégration sur le plan focal des bolomètres de B-BOP.

Ces deux Fabry-Perot n'en sont cependant pas exactement au même stade de développement. Nous avons vu que le principe du FP de Bragg avait été démontré sur un étalon fixe. Notre travail a été de concevoir un premier prototype et une instrumentation pour vérifier les performances en spectroscopie multi-longueurs d'onde, en conditions cryogéniques. Concernant le FP microstructuré, le concept est inédit et n'a jamais été testé ni fabriqué auparavant. Les premiers échantillons que nous présentons dans le chapitre suivant sont les tout premiers de cette sorte, et l'objectif est plus de démontrer la faisabilité technique de tels spectromètre, plutôt que de directement en démontrer les performances.

Chapitre 4 : Résultats expérimentaux des concepts de Fabry-Perot en silicium

Contenu

| | | |
|----------|---|-----|
| 4.1. | SPECTROSCOPIE : LE BANC OPTIQUE DE TEST CRYOGENIQUE | 114 |
| 4.2. | MESURES DU FP DE BRAGG A BALAYAGE..... | 118 |
| 4.2.1. | Le prototype de test..... | 118 |
| 4.2.1.1. | Les miroirs de Bragg en Si..... | 118 |
| 4.2.1.2. | Monture motorisée | 120 |
| 4.2.2. | Protocole de mesure..... | 123 |
| 4.2.2.1. | Caractérisation des miroirs..... | 123 |
| 4.2.2.2. | Alignement du FP | 127 |
| 4.2.3. | Mesurer la réponse spectrale avec un FTS..... | 129 |
| 4.2.3.1. | Acquisition et traitement des interférogrammes..... | 129 |
| 4.2.3.2. | Des interférogrammes au spectre final | 131 |
| 4.3. | RESULTATS DE MESURES EXPERIMENTALES | 132 |
| 4.3.1 | Premiers résultats à température ambiante (FP-Br1)..... | 132 |
| 4.3.2 | Première mesure en conditions cryogéniques, étude de l'angle dans les miroirs de Bragg (FP-Br2) | 139 |
| 4.3.3 | Mesure avec des miroirs optimisés (FP-Br3)..... | 143 |
| 4.3.4 | Conclusions préliminaires des mesures de Fabry-Perot de Bragg..... | 146 |
| 4.4 | PREMIERS PROTOTYPES DE FP MICROSTRUCTURES..... | 147 |
| 4.4.1 | Premiers prototype : le FP158..... | 147 |
| 4.4.1.1 | Description du prototype | 147 |
| 4.4.1.2 | Mesure de Caractérisation du FP158..... | 150 |
| 4.4.2 | Un concept hybride : le FP de Bragg microstructuré..... | 155 |
| 4.5 | VALIDATION DES PERFORMANCES SPECTRALES DES BOLOMETRES B-BOP | 158 |
| 4.6. | CONCLUSION ET PERSPECTIVE POUR DE FUTURS DEVELOPPEMENTS | 162 |

Dans le chapitre 3, nous avons décrit deux concepts différents de spectromètres de Fabry-Perot en silicium pour le submillimétrique, et leurs considérations théoriques. Ce chapitre présente la mise en œuvre expérimentale des deux solutions. Nous décrivons d'abord le banc de test optique cryogénique dans lequel nous avons effectué toutes les mesures de caractérisation spectrales décrites dans ce manuscrit. Ensuite, nous détaillons les prototypes conçus, les mesures réalisées, leur interprétation, puis enfin les conclusions que nous en tirons.

4.1. SPECTROSCOPIE : LE BANC OPTIQUE DE TEST CRYOGENIQUE

Les mesures spectrales présentées tout au long de ce manuscrit ont été réalisées sur un banc de test optique cryogénique (figure 4.1) composé de trois cryostats et d'une source optique.

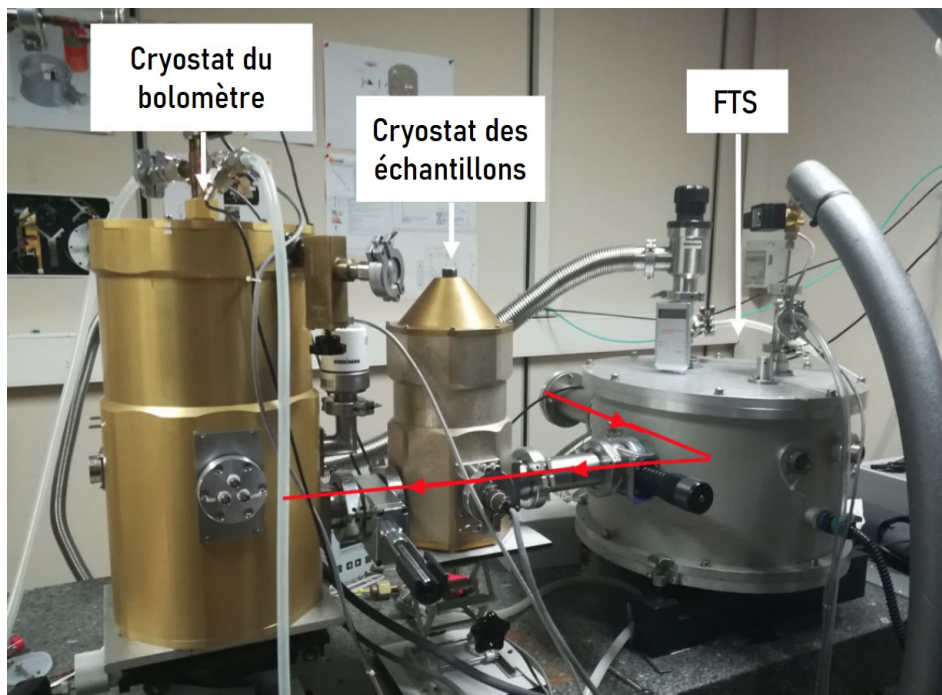


FIGURE 4.1 : Vue d'ensemble du banc optique cryogénique sur lequel nous avons effectué les mesures de caractérisation spectrale, composé de trois cryostats : un FTS, un cryostat de mesure d'échantillons optiques en transmission et un cryostat de mesure en réflexion contenant le bolomètre de mesure.

La source est une lampe à halogénures métalliques, qui émet un flux maximal dans le visible et l'infrarouge. On filtre ces longueurs d'onde pour ne laisser passer que le rayonnement submillimétrique. Cette source est connectée à un premier cryostat refroidi à l'azote liquide (77 K) contenant un spectromètre à transformée de Fourier (FTS) de type Martin-Pupplet (Martin & Puplett, 1970). L'interféromètre de Martin-Pupplet (MPI) est très couramment utilisé dans l'infrarouge lointain et diffère des FTS classiques décrits dans les chapitres précédents par certains aspects. Dans le MPI que nous utilisons (figure 4.2), la lumière de la source est d'abord polarisée verticalement

par un premier polariseur (P_1). Ensuite, un polariseur orienté à 45° (PS) joue le rôle de lame séparatrice, un dernier polariseur (P_2) en sortie du MPI sert d'analyseur. Ces polariseurs sont constitués d'une grille de fils métalliques tendus dont le diamètre et l'espacement entre les fils est de $12.5 \mu\text{m}$, très petits devant la longueur d'onde. La séparatrice divise le faisceau incident en deux parties polarisées orthogonalement. L'une est réfléchi sur un miroir en toit (M_1) fixe et la seconde est transmise à un miroir en toit (M_2) motorisé. Le M_2 se translate le long du faisceau pour modifier la différence de marche (OPD) entre les deux bras de l'interféromètre. Sa course est de 98 mm. La forme en toit des miroirs permet, après une double réflexion, de basculer la direction de polarisation de la lumière de 90° , si bien que le faisceau initialement réfléchi est totalement transmis, et celui qui était transmis sera totalement réfléchi à son retour sur la lame séparatrice. Cela permet aux deux faisceaux de se recombiner au niveau du polariseur.

Un des principaux avantages des MPI est que l'utilisation d'un polariseur à fils comme séparatrice de faisceau lui permet d'être opérationnel sur une très large gamme de longueur d'onde (Lesurf, 2017), et cela correspond parfaitement à notre besoin pour caractériser des instruments de $100 \mu\text{m}$ jusqu'au millimètre.

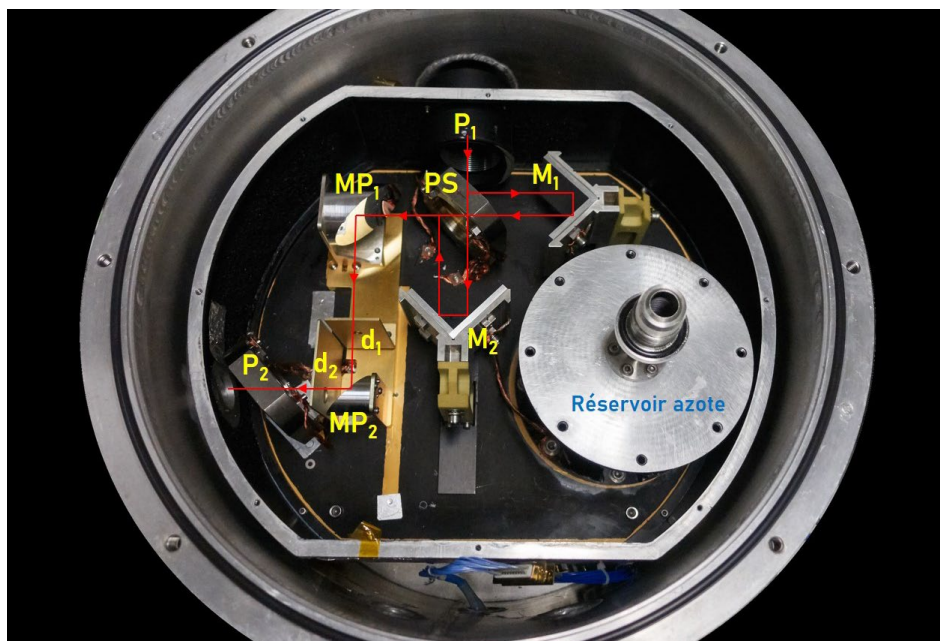


FIGURE 4.2 : L'interféromètre cryogénique (77 K) Martin Puplett (MPI) produit des interférogrammes par division d'amplitude. L'onde provenant de la source est d'abord polarisée par le polariseur P_1 . Elle est ensuite divisée en deux composantes par le polariseur PS à 45° : chaque polarisation orthogonale est réfléchi sur un miroir en toit (M_1 et M_2) et retourne au polariseur PS. Finalement, les deux composantes se recombinent, l'onde est réfléchi sur deux miroirs paraboliques (MP) et un polariseur P_2 (identique à P_1) sélectionne une composante du champ. Avec P_2 , il est donc possible d'observer une puissance modulée à l'extrémité du cryostat FTS. Les interférogrammes sont obtenus en balayant le miroir en toit (M_2) sur une course totale de 98 mm qui modifie la différence de chemin optique des deux composantes électriques orthogonales.

Le faisceau sortant de ce FTS traverse ensuite un petit cryostat (figure 4.3), que l'on peut refroidir à l'azote ou à l'hélium liquide selon les applications. Sur le chemin optique de ce cryostat, on peut installer des échantillons à tester en transmission, ou des filtres. C'est dans ce petit cryostat qu'ont été installés les Fabry-Perot présentés plus loin. Les mesures de ces Fabry-Perot ont à chaque fois été réalisées à température ambiante, et à l'azote liquide. Ce cryostat est équipé, en fonction des tests effectués, d'une roue à filtre, comme sur la figure 4.3, pour mesurer différents échantillons, ou du dispositif motorisé permettant d'ajuster, à 77 K, le parallélisme et l'accord de la cavité Fabry-Perot (cf. partie 4.2.1.2).

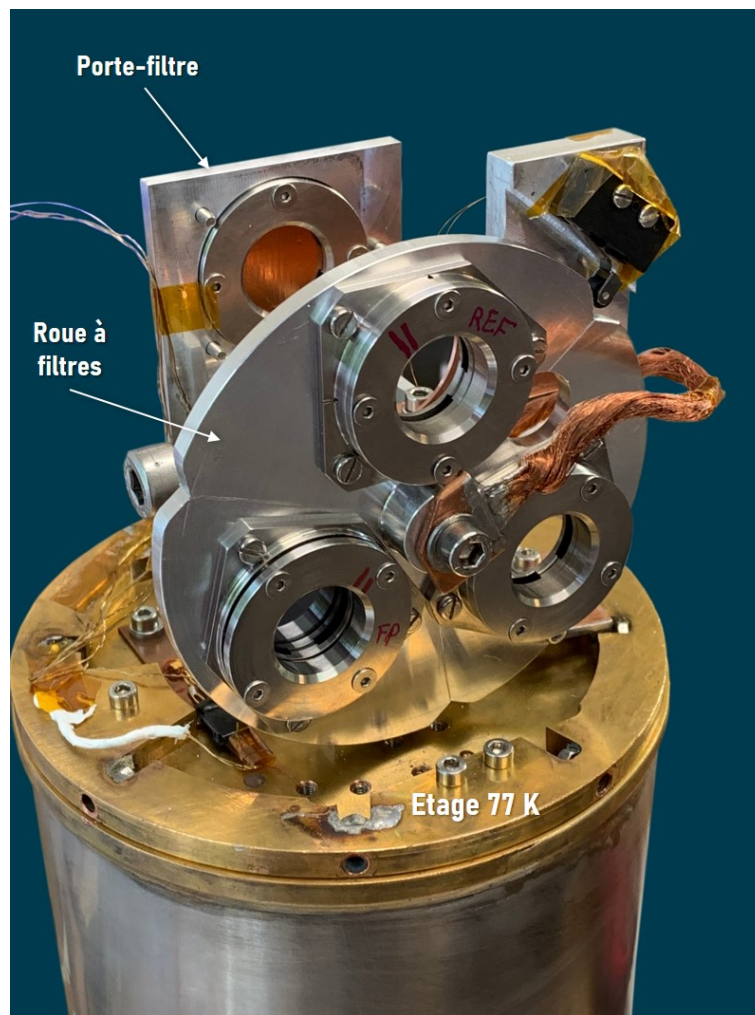


FIGURE 4.3 : Photos du cryostat à échantillons ouvert, sur lequel est installé une roue à filtres et un porte-filtre. C'est dans ce cryostat refroidi à l'azote liquide que sont montés et testés les prototypes de spectromètres présentés dans cette thèse.

Enfin un dernier cryostat est relié au cryostat des échantillons optiques. Ce cryostat est situé en bout de trajet optique et contient un cryo-réfrigérateur à Hélium 3 pouvant refroidir le détecteur de mesure et les échantillons à des températures inférieures à 300 mK. Le détecteur qui mesure les interférogrammes est un bolomètre résistif placé au foyer d'un cône de Winston. Juste en amont de ce bolomètre sur le chemin optique se trouve un support rotatif à deux positions, actionné par des bobines de Helmholtz

extérieure au cryostat. Sur la première position, on place les échantillons que l'on souhaite caractériser spectralement en réflexion, comme des matrices de détecteurs. En considérant que rien n'est transmis par ces échantillons, on peut accéder à l'absorption par mesure de réflexion. Sur la deuxième position du support, est placé un miroir supposé parfait. Faire l'acquisition d'un spectre avec ce miroir permet d'avoir un spectre de référence du banc de test. En divisant le spectre acquis sur l'échantillon par ce spectre de référence on obtient ainsi un spectre absolu de l'échantillon débarrassé des effets systématiques et des composantes liées à l'environnement radiatif du banc. La procédure précise de l'acquisition d'un spectre avec ce banc et le traitement des données est abordée plus loin dans ce chapitre.

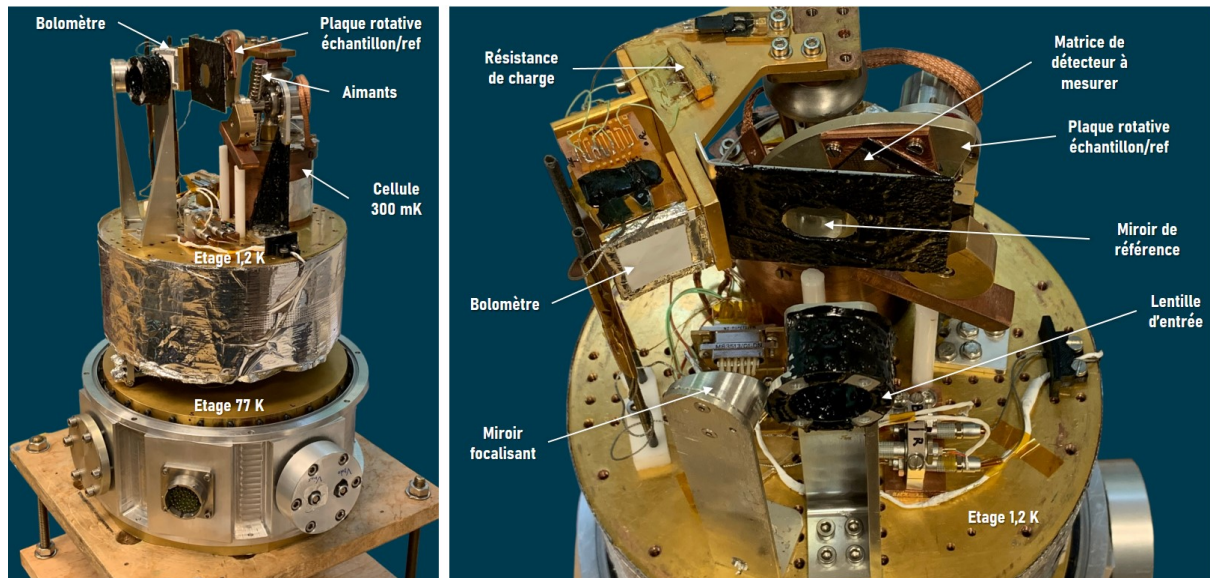


FIGURE 4.4 : Configuration interne du cryostat du bolomètre pour les mesures en réflexion. La lumière provenant du cryostat à échantillon est réfléchi, soit sur le miroir de référence, soit sur l'échantillon à tester. On change de position de l'un à l'autre à l'aide des aimants et d'une paire de bobines de Helmholtz placée à l'extérieur du cryostat. Après réflexion sur un miroir, la lumière est détectée par le bolomètre situé au foyer d'un cône de Winston. Tandis que tous les composants reposant sur le plateau visible du cryostat sont refroidis à l'hélium liquide pompe (1.2 K), le bolomètre est refroidi par une cellule à évaporation d'He3 en dessous de 300 mK.

Le chemin optique complet et détaillé est présenté sur la figure 4.5. Plusieurs configurations de tests sont possibles avec ce banc cryogénique, notamment pour les mesures ne nécessitant pas de roue à filtre ou de Fabry-Perot. C'est par exemple le cas pour les mesures des matrices de B-BOP-100. On peut alors s'affranchir du petit cryostat central, ce qui nécessite simplement de retirer des lentilles convergentes du chemin optique, devenu plus court, pour adapter la focalisation sur le bolomètre. Il est également possible d'installer plusieurs types de filtres optiques tout au long du chemin optique selon la gamme spectrale cible. Cela permet d'adapter et de limiter la puissance lumineuse reçue par le bolomètre pour que le rapport signal à bruit (SNR) de notre mesure soit le plus haut possible.

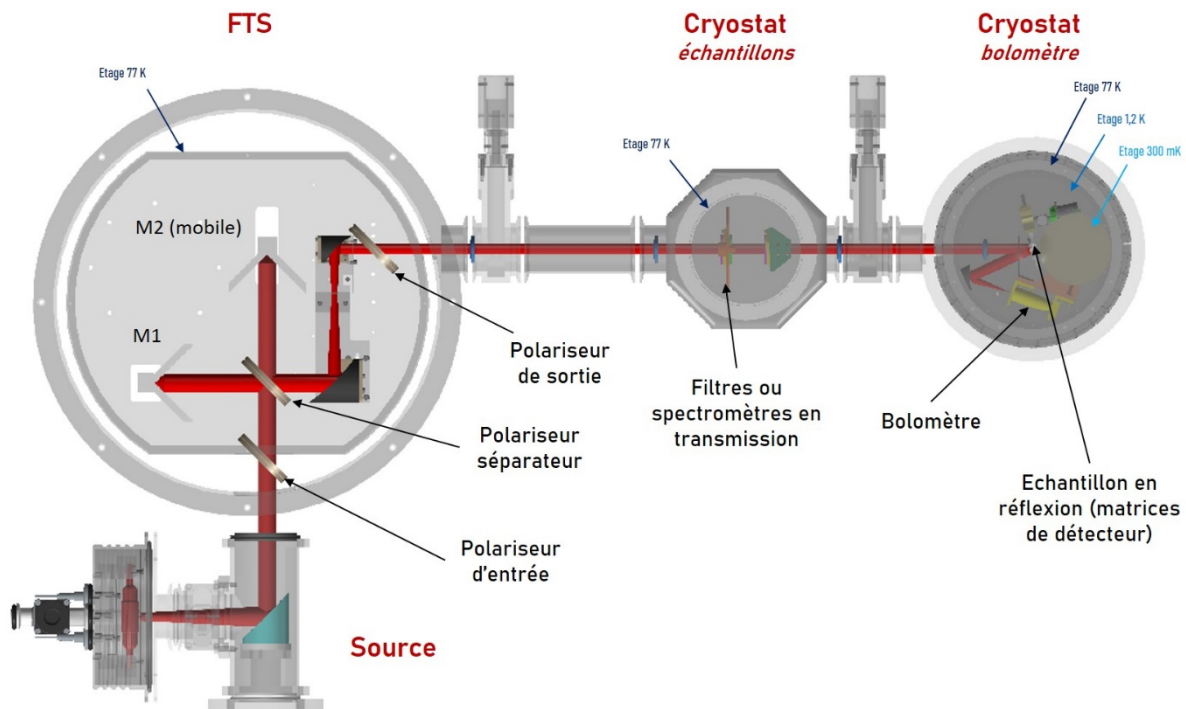


FIGURE 4.5 : Vue 3D du banc optique cryogénique composé d'une source, d'un FTS refroidi à 77 K, et d'un cryostat de test d'échantillons en transmission et d'un cryostat de test d'échantillons en réflexion contenant le bolomètre de mesure, refroidi sous 300 mK.

4.2. MESURES DU FP DE BRAGG A BALAYAGE

Dans la section 3.3, nous avons décrit le concept de Fabry-Perot de Bragg à cavité variable ainsi que la structure des miroirs de cet interféromètre. Elles nous permettraient d'atteindre des performances adaptées et optimales pour notre application. Dans cette partie nous décrivons d'abord le prototype que nous avons conçu, les étapes de mise en œuvre des mesures spectrales, et enfin nous présentons les résultats de trois séries de mesures avec leur analyse.

4.2.1. Le prototype de test

4.2.1.1. Les miroirs de Bragg en Si

Le FP de Bragg que nous avons fabriqué est tel que présenté dans le chapitre précédent. Il se compose de deux miroirs de Bragg à trois couches (deux lames de silicium et une couche de vide intermédiaire). Afin que le FP soit optimisé pour la raie 320 μm , les lames de silicium doivent idéalement être le plus proche possible de 70.2 μm d'épaisseur ($3\lambda/4n_{\text{Si}}$) et la couche d'air de 80 μm ($\lambda/4n_{\text{V}}$). La couche de vide est créée grâce à un « spacer », une lame de silicium évidée au centre que l'on vient intercaler entre celles de silicium. Ces trois couches de silicium sont fabriquées à partir de wafers circulaires de 20 cm de diamètre de silicium cristallin HRFZ amincis au

CEA/Leti. La précision en épaisseur moyenne atteignable est de l'ordre du micromètre, mais il y a également une petite déviation de bords à bords à la surface du wafer d'environ $1 \mu\text{m}$. Les couches peuvent de ce fait avoir près de $2 \mu\text{m}$ d'écart d'épaisseur entre elles.

L'état de surface obtenu sur ces wafers amincis est par ailleurs excellent, mais du fait du procédé d'amincissement et de polissage, une face est polie extrêmement finement ($\sim 1 \text{ nm}$ de rugosité rms), tandis que l'autre est un peu plus rugueuse ($\sim 0.2 \mu\text{m}$ de rugosité rms). Si les miroirs étaient parfaits, la finesse serait égale à la finesse de réflexion, soit plus de 200. Avec des états de surface de cet ordre-là, d'après la relation (3.9), on s'attend à des finesse effective ne dépassant pas 185 pour des miroirs ne présentant aucun autre défaut.

La finesse de rugosité est structurelle et liée à la manière dont les couches de Si sont fabriquées. Afin de maximiser la finesse effective il faut donc optimiser les autres paramètres (principalement liés à la courbure et au *tilt*). Pour cela, nous avons porté une attention particulière dans le développement de la monture mécanique qui maintient les miroirs de Bragg. Le défi lié à ces pièces mécanique est double : maintenir l'empilement de Bragg sans déformer les couches de silicium, et permettre à deux miroirs de Bragg de se rapprocher l'un de l'autre jusqu'à une centaine de microns. La figure ci-dessous présente l'assemblage d'un miroir de Bragg.

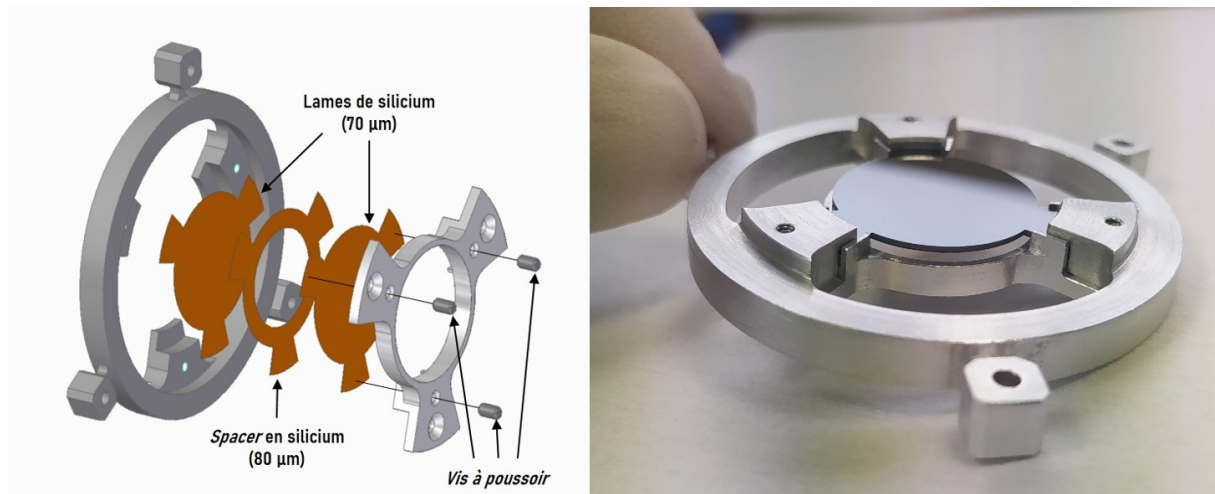


FIGURE 4.6 : Gauche : Assemblage CAO d'un miroir de Bragg en silicium, comportant 2 lames de silicium et d'un spacer de silicium formant la couche de vide. Cet empilement est monté entre deux anneaux en aluminium et est maintenu à l'aide de vis à poussoir. Droite : Photo d'un des miroirs assemblés en salle blanche.

Nous avons ainsi dessiné et fait fabriquer ces montures en anneau circulaire, avec trois points de maintien situés à 120° . De cette manière, deux montures peuvent s'imbriquer l'une dans l'autre jusqu'à ce que les surfaces des miroirs se touchent. Les lames de silicium sont en forme circulaire avec trois « ailettes » par lesquelles elles sont maintenues. Comme lors de la fabrication de l'étalon qui a permis la preuve de concept du FP de Bragg, les couches de Si ont été découpées par un industriel, Vuichard SAS,

qui utilise une technologie de laser nanoseconde guidé par jet d'eau basse pression appelée Laser MicroJet (Synova S.A., 2024), (Vuichard S.A., 2024)). Le laser est confiné dans un jet d'eau allant jusqu'à 25 μm de diamètre sur plusieurs dizaines de centimètres. Cette technique de découpe permet d'éviter les bourrelets et dépôts de silicium qui se créent, avec les lasers conventionnels, par recristallisation du matériau au niveau de l'impact. Cette précision de découpe est primordiale pour conserver le parallélisme et les épaisseurs des empilements de Bragg.

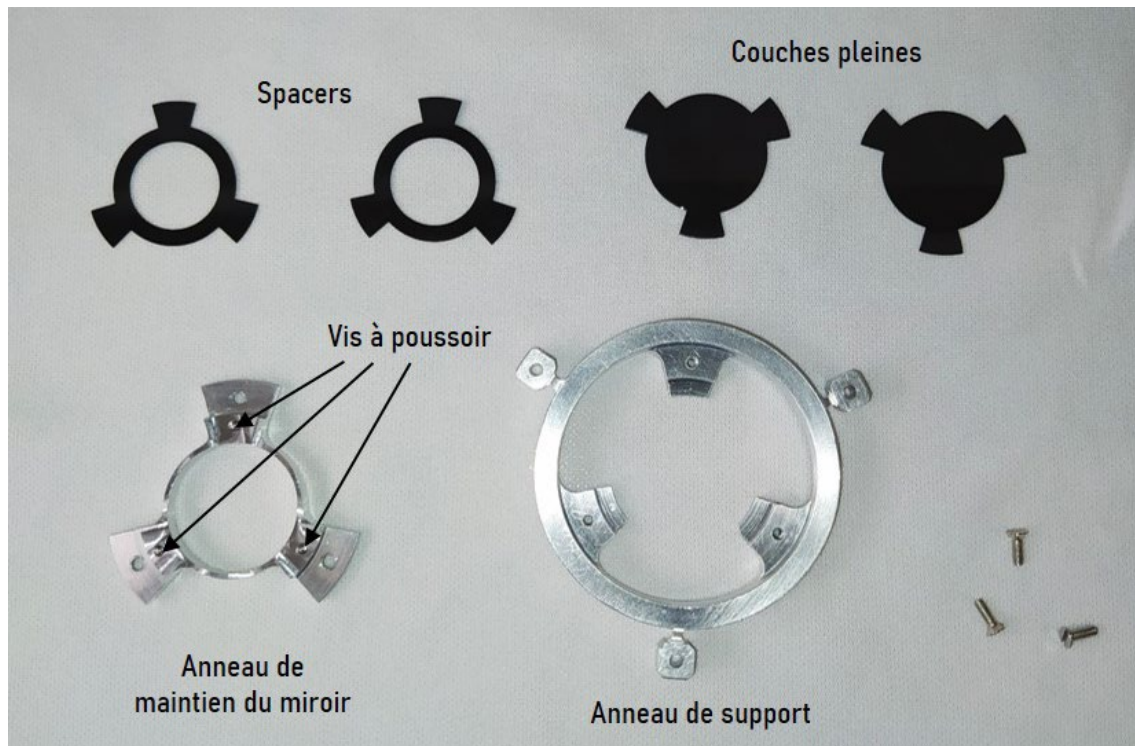


FIGURE 4.7 : Détail des différents composants de l'assemblage d'un miroir de Bragg.

4.2.1.2. La monture motorisée

Dans le Fabry-Perot à balayage, un des miroirs de ce FP est fixe tandis que l'autre est mobile et se translate pour ajuster la taille de la cavité, tout en restant parallèle au miroir fixe. Un premier prototype de montage a été conçu avec un actionneur piézoélectrique linéaire cryogénique en translation de haute précision, conçu par *Janssen Precision Engineering* (JPE). Cet actionneur permet de réaliser des translations avec une précision de quelques nanomètres à 20 mK sur une course de 3 mm. Nous avons monté un des moteurs sur cet actionneur, associé à un mécanisme d'ajustement trait-point-plan manuel pour régler le parallélisme de la cavité de Fabry-Perot. Ce mécanisme dont la structure en translation est en titane est conçu pour opérer à températures cryogéniques et sa géométrie est censée assurer un minimum de retreint différentiel thermique. Cependant, lors de premiers tests de caractérisation à l'azote liquide, nous avons constaté des déformations liées aux retraits thermiques. Ces très faibles déformations, mesurées à l'aide d'un interféromètre de Fizeau (voir description dans la section 4.2.2.1), engendraient un *tilt* du miroir de près de 10 μm . En se référant

de nouveau à la relation 3.9, si on ne considère que ce défaut de *tilt*, la finesse du Fabry-Perot serait dégradée à des valeurs inférieures à 20^2 . Or, comme dans ce dispositif, il n'y a pas de moyen de régler le parallélisme des miroirs autrement que manuellement, lorsqu'il se trouve dans le cryostat, nous n'avons aucun moyen de corriger le *tilt*. Nous avons donc considéré que ce premier mécanisme n'était pas adapté et nous avons conçu un deuxième assemblage basé sur un système de scan plus complexe.

Le deuxième montage reprend les bases du premier avec un miroir fixé sur une équerre et le deuxième miroir actionné par un mécanisme piézoélectrique. Ce mécanisme, également développé par JPE, permet à la fois de translater le miroir mobile et d'ajuster son inclinaison sur les deux axes. On peut donc ajuster le parallélisme des miroirs et modifier la taille de la cavité de manière motorisée, nous permettant ainsi d'optimiser les performances du Fabry-Perot quelles que soient les conditions d'opération. Ce mécanisme est composé de trois actionneurs piézoélectriques linéaires assemblés sur une monture en titane et répartis autour de l'ouverture optique comme le montre la figure 4.8.



| Informations générales | |
|---------------------------------|--------------------------------------|
| Type de mouvement | Tip/Tilt/Piston |
| Conditions d'opérabilité | 20mK à 375K, pression ambiante à UHV |
| Poids | 170 g |
| Capacité de chargement | 100 g |
| Ouverture optique utile | 21 mm |
| Déplacements | |
| Amplitude du Tip/Tilt | -5,6 à +5,6 deg |
| Longueur de la course en piston | -1,5 à 1,5 mm |
| Taille du pas linéaire | 5 à 25 nm |
| Matériaux | |
| Corps principal | Titane, acier inoxydable 316L |
| Actuateur piézoélectrique | Acier inoxydable 316L, céramique |

FIGURE 4.8 : Photo constructeur (gauche) et spécifications techniques (droite) du mécanisme piézoélectrique cryogénique CTPS1 fabriqué par Janssen Precision Engineering, et sélectionné pour actionner notre Fabry-Perot à miroirs de Bragg à balayage.

Ce mécanisme, seul, n'est cependant pas suffisant pour bien opérer notre Fabry-Perot à cavité variable. Nous avons modifié la version initiale de ce système, tout d'abord en remplaçant la pièce de monture optique par une pièce conçue sur mesure, pour pouvoir y assembler un des miroirs de Bragg décrits précédemment (pièce bleue sur les photos de la figure 4.9). Par ailleurs, une des caractéristiques de ces moteurs piézoélectriques est que le pas dépend de la température et qu'il y a un phénomène

² Valeur calculée pour un FP à miroirs métalliques. Pour les FP de Bragg, cette valeur serait plutôt autour de 40 à 60, car d'après nos mesures présentées dans la suite du chapitre, ce type de FP est moins sensible aux déformations.

d'hystérésis, c'est-à-dire que le pas est différent suivant la direction dans laquelle nous opérons le moteur. Sans une information absolue extérieure, soit de la taille de la cavité, soit du mouvement des moteurs (accompagnée d'une position initiale), il nous est impossible de connaître à tout instant l'état du FP en termes de parallélisme et de taille de cavité. Nous avons donc fait rajouter sur chaque actionneur piézoélectrique un encodeur optique, indiquant en temps réel l'amplitude de chaque déplacement avec une précision de 352 nm. Ces encodeurs permettent d'accéder à une position relative de chacun des moteurs, mais afin d'avoir un positionnement absolu il est nécessaire d'avoir une position initiale calibrée. Une solution de mesure capacitive de la distance entre les deux miroirs est en cours de développement mais n'a pas été implémentée sur les mesure présentée dans la suite de ce chapitre.

La figure 4.9 présente le prototype complet assemblé sur le cryostat de test. L'espace disponible dans ce cryostat étant très restreint, le montage a été relativement complexe. Le prototype est encombrant, et en plus des sondes de température, il a fallu trouver un moyen de routage pour les câbles d'alimentation des moteurs et les très fragiles fibres optiques des trois encodeurs.

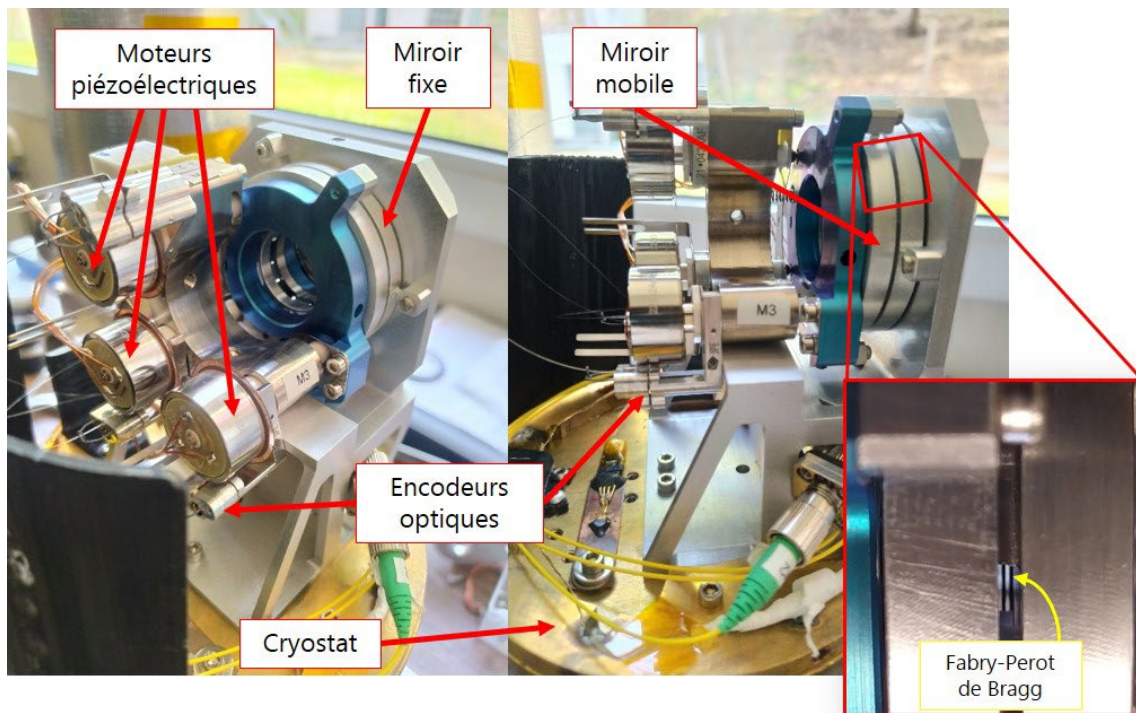


FIGURE 4.9 : Différentes vues du montage complet du prototype de Fabry-Perot à miroirs de Bragg à balayage sur le cryostat des échantillons. Le miroir fixe est monté sur une équerre tandis que le miroir mobile est monté sur le mécanisme piézoélectrique à trois moteurs permettant d'ajuster le parallélisme de la cavité de Fabry-Perot et de la faire varier. Des encodeurs optiques retournent le déplacement relatif de chaque moteur à l'aide de fibres optiques (nues transparentes puis connectées aux fibres jaunes).

4.2.2. Protocole de mesure

Au cours de ces travaux de thèse, plusieurs séries de mesures ont été effectuées. Chacune d'elles, nous a permis d'optimiser des paramètres clefs et de peaufiner les protocoles d'assemblage et de caractérisation. Dans cette partie, nous présentons le protocole de mesure qui a été mis en place au cours de ces différentes mesures et les infirmations que nous avons pu en tirer.

4.2.2.1. Caractérisation des miroirs

Nous avons vu précédemment que les performances d'un Fabry-Perot dépendent de la qualité de ses miroirs. Une attention particulière a été portée à l'assemblage des couches de silicium des miroirs de Bragg. Il y a plusieurs points à prendre en considération lors de ces étapes d'assemblage.

Le premier est la propreté et l'état de surface des couches de silicium cristallin. Une poussière, même extrêmement fine de l'ordre du micromètre, qui viendrait s'intercaler entre deux couches déformerait localement le miroir de Bragg et/ou créerait un angle entre les couches du miroir, détériorant ainsi sa qualité et celle du FP, de même avec de potentielles micro-rayures créant des surépaisseurs locales sur les couches. Pour ces raisons, les miroirs ont été assemblés en salle blanche de classe 100 (ISO 5) garantissant une contamination maximale de 3500 particules de plus de $0.5 \mu\text{m}^3$.

De plus, dans la section 3.3.1 dédiée à l'étude théorique de la finesse d'un FP de Bragg, nous avons montré qu'elle était différente de celle des FP à miroirs simples et que les couches intérieures (du côté de la cavité) avaient une plus grande influence sur la finesse. Cela signifie par conséquent que les défauts de surface ont un plus fort impact sur la finesse totale que les couches extérieures. Ainsi, il est important de faire en sorte de déformer le moins possible la couche intérieure (encore plus que celle à l'extérieur). De même, en appliquant ce que nous avons appris en étudiant la finesse de ce type de FP, nous savons qu'il vaut mieux orienter les surfaces de meilleure qualité du côté de la cavité du FP.

Enfin, ces trois couches forment un miroir de Bragg et sont assemblées dans une monture décrite dans la partie précédente. L'empilement repose sur trois points de contact dont la rugosité a été optimisée. Malgré cela, il existe des défauts de surface et un écart de coplanarité entre ces trois points de contact qui engendrent des déformations non négligeables lors du serrage des vis de maintien. C'est pour cela que nous avons opté pour des vis à poussoir limitant la force appliquée sur le miroir. Par expérience, nous avons remarqué que ces vis même avec un simple contact entraînaient des déformations de l'ordre du micron sur la couche de silicium qu'elles touchaient. Nous avons décidé alors d'ajouter deux *spacers* dans l'empilement de notre miroir du côté de ces vis à poussoir, pour que les déformations liées à la pression et la potentielle friction soient subies par ces *spacers* et non par les lames de silicium. Comme

on le voit sur le schéma ci-dessous (figure 4.10), cela ne change rien à la configuration du miroir de Bragg à trois couches.

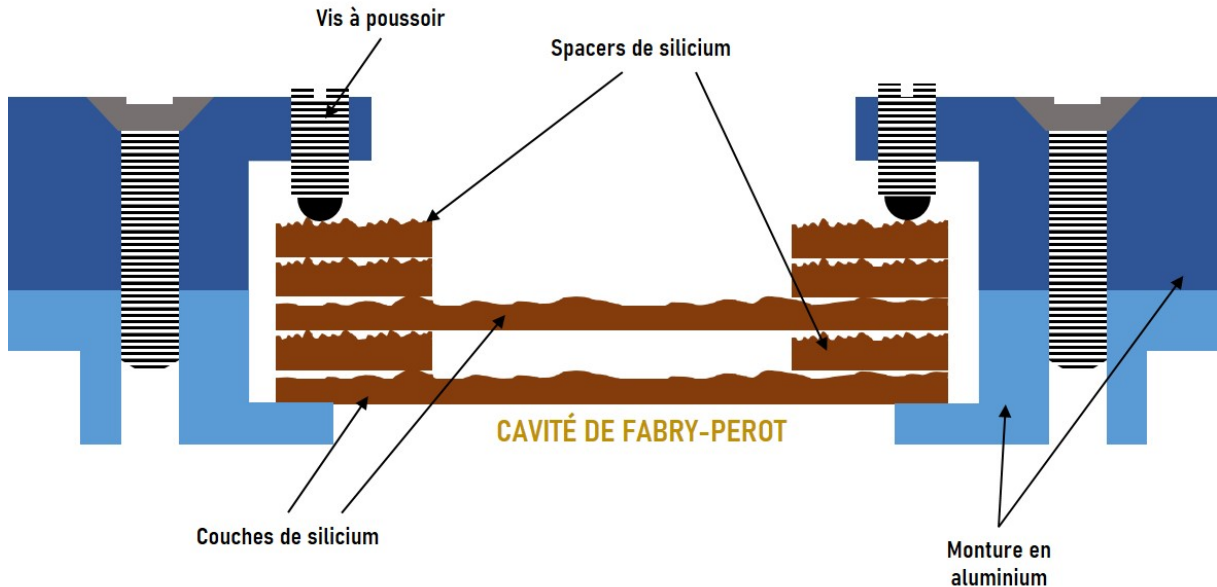


FIGURE 4.10 : Schéma de l'assemblage d'un miroir de Bragg dans sa monture décrivant l'empilement des couches de silicium et leur orientation pour optimiser les performances. Les surfaces les plus rugueuses doivent être le plus loin de la cavité de Fabry-Perot pour influencer le moins possible sur la finesse de celui-ci. Le schéma n'est pas à l'échelle, et la rugosité des faces a été amplifiée pour des raisons de compréhension.

Une fois ces miroirs assemblés en environnement propre, nous ajustons le serrage des vis à poussoir afin de venir au contact en occasionnant le moins de déformations possible. Pour cela nous avons effectué ces opérations en plaçant le miroir sur un interféromètre de Fizeau monté spécifiquement pour cette manipulation.

Caractérisation sous interféromètre de Fizeau

Cette étape finale de l'assemblage nous permet également de caractériser l'état de surface des miroirs qui formeront le Fabry-Perot.

L'interféromètre de Fizeau est un instrument faisant interférer deux faisceaux à chemin optique différents, permettant entre autre d'analyser la surface d'un échantillon par rapport à une surface de référence. Une source illumine cette surface de référence, supposée parfaitement plate et semi-transparente. Une partie du faisceau est réfléchié et l'autre est transmise jusqu'à l'échantillon qui reflète la lumière. A l'aide d'un mécanisme d'ajustement micrométrique TTP (trait-point-plan), on règle le parallélisme entre la lame de référence et l'échantillon. Les deux faisceaux se recombinent et viennent interférer sur un écran (figure 4.11). On observe alors des franges d'interférence relatives au différences de chemin optique entre l'échantillon et la surface de référence. En choisissant les composants appropriés, on peut avec ce type de dispositif sonder les défauts de planéité et les microdéformations de la surface de l'échantillon à des échelles minimums de 300 nm.

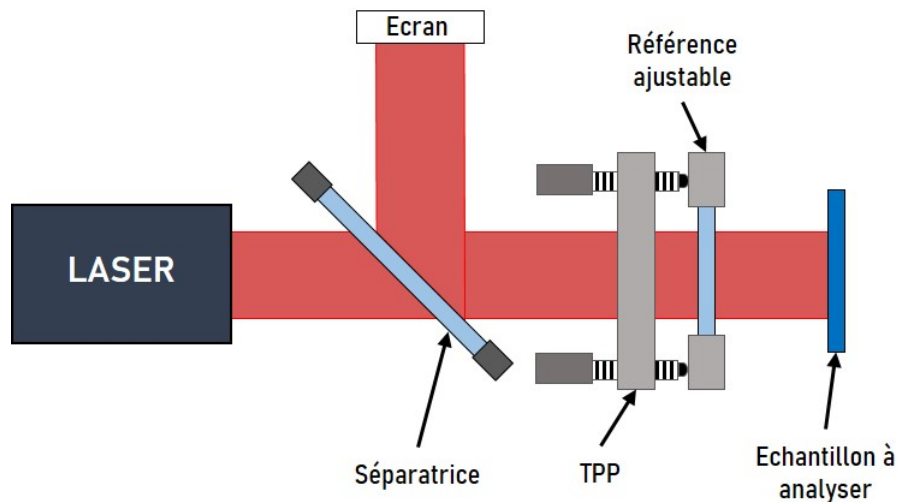


FIGURE 4.11 : Schéma d'un interféromètre de Fizeau tel que nous l'utilisons. Le laser produit un faisceau monochrome qui passe à travers une lame séparatrice. Il est en partie transmis jusqu'à l'échantillon par une lame de référence semi-transparente supposée parfaitement plane. La lame de référence réfléchit l'autre partie du faisceau et ils interfèrent tous les deux sur l'écran après réflexion sur la séparatrice. Des différences de marche entre les deux faisceaux sont créées par les défauts de surface de l'échantillon et des franges d'interférence apparaissent sur l'écran.

Les franges observées sont similaires à celles de la figure 4.12. Chaque ligne rouge correspond à des interférences constructives, et les noires à des interférences destructives. On peut voir cette figure comme une carte de niveau sur lesquelles les lignes sont des gradients de hauteur. Pour une source de longueur d'onde λ , il y a ainsi une différence de hauteur de $\lambda/2$ entre deux zones de même intensité. La figure 4.12 ci-dessous nous indique par exemple que la surface analysée est inclinée et un peu courbée, on ne peut en revanche pas savoir dans quel sens, à moins d'avoir un moyen de déplacer finement l'échantillon en avant ou en arrière et d'observer le déplacement des franges d'interférence.



FIGURE 4.12 : Exemple d'une figure d'interférence obtenue par interférométrie de Fizeau. L'intervalle entre deux franges noires correspond à une différence de marche de $\lambda/2$. Cette figure est une cartographie de la planéité de la surface analysée où les franges sont les gradients de hauteur.

L'interféromètre de Fizeau que nous avons construit, est composé d'un laser rouge ($\lambda = 633 \text{ nm}$) de 1 mm de diamètre associé à deux expanseurs de faisceau (x3 et x20) pour atteindre un faisceau de 60 mm de diamètre. Ce faisceau traverse ensuite une lame

séparatrice inclinée à 45° qui permettra au faisceau réfléchi d'être projeté sur l'écran. Une lame séparatrice ayant une qualité de surface inférieure à $\lambda/10$ est utilisée comme référence. L'échantillon à analyser (notre miroir de Bragg) est placé juste derrière cette lame. Avec un laser à cette longueur d'onde la différence de marche entre une frange d'interférence noire et une rouge est égale à $\lambda/4 = 158 \text{ nm}$. Cette valeur correspond donc à la résolution des déformations observables. En effet, nous sommes capables d'observer la rugosité de la face la moins amincie des couches de silicium dont la rugosité a été estimée autour de 200 nm en moyenne (pour rappel, l'autre face est amincie très finement et présente une rugosité de l'ordre de la dizaine de nanomètre, donc non observable par notre dispositif).

Caractérisation spectrale des miroirs

Après avoir assemblé sous Fizeau nos deux miroirs de Bragg, nous les caractérisons spectralement. Pour cela, on ne place qu'un seul des deux miroirs sur la monture et nous réalisons une série de mesures avec le FTS. On acquiert ainsi la réponse en transmission des miroirs, et comme nous pouvons négliger l'absorption du silicium, nous retournons à la réponse en réflexion simplement par $R = 1 - T$.

La réponse spectrale en réflexion des miroirs ne nous permet pas d'estimer directement ce que sera la finesse d'un Fabry-Perot qu'ils composeront, mais certaines parties du spectre sont la signature des défauts présents sur le miroir. L'objectif de ces mesures et de l'analyse qui s'ensuit, est de déterminer si le miroir est de suffisamment bonne qualité pour former un Fabry-Perot dont les performances s'approcheront des objectifs visés. Pour ce faire, nous utilisons les deux types de calcul précédemment évoqués pour les comparer à la mesure : le calcul numérique basé sur le formalisme matriciel des couches minces et le calcul par éléments finis (EF).

Le formalisme des couches minces nous a permis d'ajuster nos mesures avec un cas simulé et donc de retrouver les paramètres d'épaisseur de couches les plus probables. Ce type de calcul ne prend en revanche pas en compte les défauts dans l'empilement. Nous complétons donc notre étude par des calculs par EF.

Ce type de calcul est complexe et long mais nous avons pu modéliser un système multicouche comportant des angles entre les couches afin d'en étudier l'impact sur le spectre. Ce cas du *tilt* est le seul que nous avons pu simuler. On peut par ailleurs extrapoler les effets des angles entre les couches des miroirs de Bragg sur leur réponse spectrale aux effets liés aux déformations plus macroscopique (appelés défauts lorentziens dans le chapitre précédent). En effet, d'après les courbes de la figure 3.2 et l'article associé de (Palik, et al., 1996), l'impact sur les performances entre un *tilt* et des déformations macroscopiques, bien que d'amplitudes différentes, est similaire au premier ordre et évolue de la même façon.

Dans la suite de ce chapitre, nous détaillerons trois séries de mesure et les analyses associées, par interférométrie et à l'aide de modèles de simulation.

4.2.2.2. Alignement du Fabry-Perot à miroirs de Bragg

Pré-alignement à température ambiante

Une fois que deux miroirs de Bragg ont été assemblés, analysés sous Fizeau et caractérisés spectralement, nous les montons face à face sur le mécanisme pour former l'interféromètre.

Pour effectuer des mesures spectrales dans le cryostat, il faut au préalable s'assurer que le FP ait un parallélisme acceptable et une taille de cavité proche de celle visée, c'est-à-dire proche de 160 μm . L'objectif est que lorsque l'on effectue les premiers spectres en cryostat (FP refroidi ou non), un pic de résonance, même dégradé, apparaisse dans l'ISL. Nous effectuerons ensuite les ajustements avec les moteurs piézoélectriques pour régler le parallélisme et la taille de la cavité. Pour ce premier alignement à température ambiante, nous avons mis en place une procédure basée encore une fois sur l'interférométrie de Fizeau. La difficulté avec les miroirs en silicium est qu'ils ne sont pas transparents à la lumière visible. Le seul moyen de s'assurer de leur parallélisme est de les rendre chacun parallèle à une lame de référence. On monte ainsi un interféromètre de Fizeau similaire à celui présenté précédemment dans lequel les échantillons sont les miroirs montés sur le mécanisme de FP à cavité variable sur le cryostat ouvert. L'objectif de cet interféromètre est d'observer un parallélisme et non plus l'état de surface des miroirs. On considère que lorsque l'on observe quelques franges d'interférences, les lames sont suffisamment parallèles (à quelques microns près) pour un pré-alignement. L'alignement se fait en trois étapes avec le montage présenté en figure 4.13 :

- 1) On ajuste la lame de référence de l'interféromètre pour la rendre parallèle au miroir M1 fixe du FP.
- 2) On retire le M1 et on ajuste le miroir M2 mobile à l'aide du mécanisme piézoélectrique pour le rendre parallèle à la lame de référence.
- 3) On réinstalle le M1 en s'assurant que l'on observe de nouveau des franges d'interférences, signe que le M1 est toujours parallèle à la lame de référence, et donc au M2.

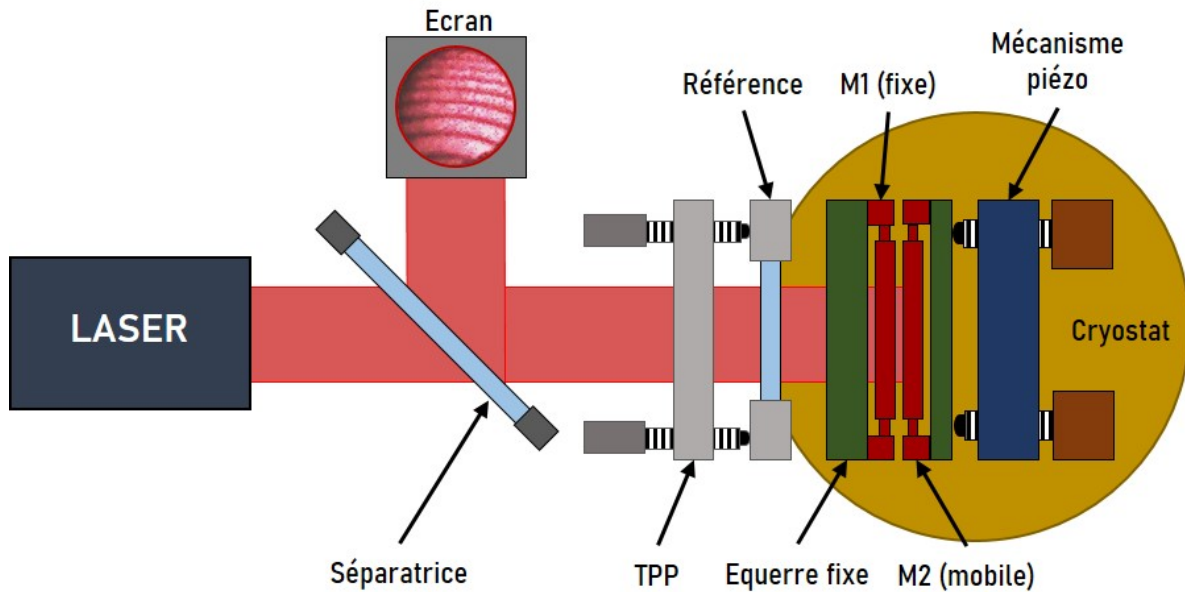


FIGURE 4.13 : Schéma du montage de l'interféromètre de Fizeau utilisé pour ajuster à température ambiante le parallélisme du FP à miroirs de Bragg. Cette opération se réalise en 3 étapes : 1) On parallélise la référence avec le M1 à l'aide de l'ajustement TPP. 2) On retire le M1 et on parallélise la référence avec le M2 uniquement à l'aide du mécanisme piézoélectrique. 3) On réinstalle le M1 en s'assurant qu'il est toujours parallèle à la référence.

Une fois que le parallélisme est réglé, il reste une dernière étape avant de fermer le cryostat : ajuster la taille de la cavité autour de $160 \mu\text{m}$. Pour cela, à l'aide des moteurs piézoélectriques et du retour des encodeurs optiques, nous rapprochons très lentement les deux miroirs l'un de l'autre, tout en contrôlant visuellement l'écartement de ceux-ci. On s'arrête juste avant qu'ils ne rentrent en contact (le couple des moteurs est suffisamment faible pour ne pas risquer d'endommager les miroirs en cas de contact). On recule enfin le miroir mobile de $160 \mu\text{m}$.

Opérations de parallélisation fine

Le refroidissement du mécanisme impacte le parallélisme et l'écartement entre les miroirs. C'est pourquoi, afin de minimiser cet effet, nous assurons un parallélisme maximum du Fabry-Perot avant de procéder au refroidissement. Dans le même temps, nous réalisons des spectres de celui-ci à température ambiante (mais sous vide) afin d'avoir une première évaluation des performances de notre spectromètre.

L'étape de parallélisation fine est similaire lorsque le FP est refroidi. Le principe est de faire l'acquisition d'interférogrammes relativement courts et de traiter rapidement le spectre afin de mesurer grossièrement la finesse du pic de résonance. On itère des mouvements avec les moteur 1 et 3 (responsables des deux *tilts* orthogonaux du miroir mobile) de manière dichotomique en mesurant la finesse après chaque mouvement.

Cette méthode est redondante et fastidieuse et la difficulté est que plus nous optimisons la finesse du pic de résonance, plus il faut augmenter la résolution des

mesures pour être capable de déterminer sa largeur à mi-hauteur. Il faut donc augmenter la longueur des interférogrammes (cf. partie 2.3.1.3). En pratique il a nécessité entre 10 et 15 mouvements d'ajustement pour chacun des deux moteurs 1 et 3 pour arriver au parallélisme optimal.

4.2.3. Mesurer la réponse spectrale avec un FTS

Avant de présenter les résultats de mesures, il faut détailler la manière dont nous réalisons et traitons nos mesures, de l'acquisition des interférogrammes jusqu'aux spectres traités. Ensuite

4.2.3.1. Acquisition et traitement des interférogrammes

Pour obtenir un spectre avec ce banc de test, il faut au préalable refroidir le détecteur en dessous de 280 mK et le FTS à l'azote liquide (77 K). Le temps de descente à froid du banc complet est d'environ 3 jours pour que tous les éléments soient complètement thermalisés et stables thermiquement. Ceci est doublement primordial. D'une part, pour la stabilité des mesures car une variation thermique, même faible d'un composant, modifie la charge thermique sur le bolomètre d'acquisition et perturbe le signal mesuré. D'autre part, car nous traitons ces mesures en comparaison à une mesure de référence qui n'est pas faite en même temps. Les conditions doivent donc varier le moins possible.

L'acquisition d'un interférogramme correspond à un scan du moteur M_2 autour du point d'OPD nul, c'est-à-dire la position du miroir où le chemin optique des deux faisceaux est identique. L'interférogramme résultant de ce scan est symétrique autour de ce point, et on appelle frange centrale la figure centrale de l'interférogramme. Comme nous l'avons vu dans la description des FTS dans le chapitre 2, plus l'interférogramme est long, plus la mesure finale est résolue spectralement. Pour certaines applications, un scan de seulement la moitié de la course (c'est-à-dire 49 mm) est suffisant, par exemple pour la caractérisation des miroirs de Bragg, ne présentant pas de signature spectrale particulièrement fine. En revanche, afin de résoudre avec précision les pics de résonance du FP, il est indispensable de scanner les 98 mm du FTS.

Le chemin optique du banc de test peut être équipé d'un certain nombre de filtres optiques pour concentrer notre étude sur une partie plus ou moins large du spectre. Le choix de ces filtres est primordial car il détermine à la fois la gamme du spectre étudiée mais aussi la quantité de lumière arrivant sur le détecteur de mesure. Le signal modulé par le FTS est un signal polarisé, et c'est cette modulation qui constitue notre signal d'intérêt. Toutes les autres sources de lumières sont considérées comme participant au bruit et augmentent la charge du bolomètre le rendant ainsi moins

sensible. C'est pour cette raison qu'il faut couper le plus possible les rayonnements parasites liés à l'environnement de test. On place ainsi sur l'étage à 1.2 K, proche du bolomètre un filtre passe bas (en fréquence) pour éliminer les émissions thermiques inférieures à 50 μm . Ce filtre est un filtre diamant fabriqué par nos soins à l'aide de poudre de diamant mélangée à de la poudre de polypropylène en grains, le tout chauffé et pressé pour obtenir un disque plastifié d'environ 1 mm d'épaisseur.

De plus, sachant que nous ciblons des résonances entre 300 et 400 μm , il est possible d'utiliser un filtre passe bande autour de 350 μm pour augmenter un maximum la sensibilité du bolomètre et obtenir des mesures les moins bruitées possible. Nous avons cependant décidé de ne pas utiliser ce type de filtre pour plusieurs raisons :

- Par expérience des mesures précédentes avec le FTS sans filtre passe-bande, le rapport signal à bruit de nos mesures est déjà excellent.
- Nous avons étudié et simulé les spectres attendus pour nos Fabry-Perot au niveau des résonances mais également autour. Observer les zones de transmission autour de l'ISL pour les FP à miroirs de Bragg nous renseigne sur l'état des miroirs et de la cavité du spectromètre.
- Enfin, pour ajuster le spectre de référence et le spectre sur l'échantillon dans le but d'obtenir un spectre absolu en amplitude, il nous faut des zones de références sur les deux spectres où nous savons qu'elles sont égales. C'est le cas des zones autour de l'ISL dont nous venons de parler pour les FP de Bragg, et qui atteignent 100% quelle que soit la configuration des miroirs. Il est donc important de ne pas les filtrer.

Pour ces mesures autour de 300 μm nous avons par ailleurs installé à plusieurs endroits sur le chemin optique, des filtres passe-bas appelés Zitex, coupant les longueurs d'onde sous 100 μm . On mesure donc des spectres avec un très bon SNR entre 100 μm et plus de 800 μm . La source diminue ensuite en puissance à partir des longueurs d'onde millimétriques.

Lorsque l'interférogramme est centré sur la frange centrale, le spectre associé possède une résolution de $\delta\sigma=1/2ODP$. Dans notre cas, la frange centrale se trouve à environ 40.85 mm du centre de la course du M_2 . Autrement dit, le miroir peut parcourir 8.15 mm d'un côté de la frange centrale et 89.85 mm de l'autre. Nous devons alors le symétriser en mettant en miroir les deux parties de l'interférogramme. On obtient ainsi une résolution de 0.038 cm^{-1} pour un interférogramme long de 98 mm (de -8.15 à 89.85 mm) et une résolution de 0.076 cm^{-1} pour un demi interférogramme (de -8.15 à 40.85 mm). Puisque l'on cherche à mesurer des pics de Fabry-Perot ayant des finesse approchant les 200 à 320 μm , nous devons utiliser la course complète du FTS pour ce type de mesure, sachant que cela nécessite au moins 4 points dans la largeur à mi-hauteur du pic.

4.2.3.2. Des interférogrammes au spectre final

Pour obtenir un spectre traité à partir d'un d'interférogramme brut, plusieurs étapes sont nécessaires :

- 1) Nous commençons par supprimer la pente de l'interférogramme. Cette dérive est due à plusieurs phénomènes instrumentaux de la mesure : une faible dérive thermique d'un élément du banc de test (sans conséquence si cette dérive est linéaire et très lente devant le temps de mesure), la réponse non-linéaire du bolomètre de mesure, et enfin la faible divergence du faisceau en sortie de la source.
- 2) Ensuite, l'interférogramme n'étant pas centré autour de la frange centrale, il faut appliquer une correction d'amplitude. En effet, seulement une partie des modulations sont répétées de chaque côté de la frange. Elles auront donc plus de poids sur le spectre final. Il faut pondérer l'interférogramme afin que ces points de mesure n'aient pas plus d'influence sur le spectre que les autres. On multiplie pour cela l'interférogramme à une fonction rampe, somme d'une fonction paire et impaire centrées sur la frange centrale.
- 3) Puis, comme évoqué plus haut, on symétrise l'interférogramme.
- 4) Enfin, on applique une transformée de Fourier pour obtenir le spectre final.

Afin de réduire le bruit de mesure, nous prenons plusieurs interférogrammes pour chaque spectre. Nous appliquons le traitement décrit ci-dessus à chaque interférogramme individuel, puis nous moyennons les spectres finaux traités.

La figure 4.14 ci-dessous résume le traitement que nous appliquons à nos mesures pour obtenir notre spectre.

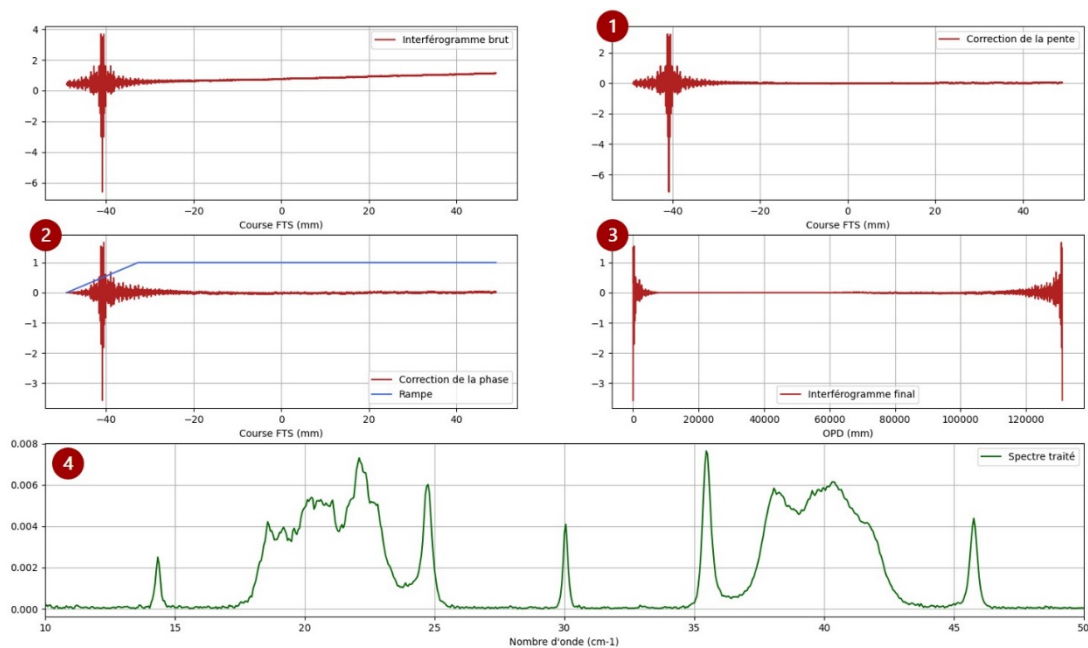


FIGURE 4.14 : Résumé des différentes étapes du traitement d'un interférogramme brut mesuré jusqu'au spectre traité (exemple de mesure datant de mars 2024).

Nous avons fait le choix ici de ne pas appliquer d'apodisation à nos interférogrammes. Ce type d'opération permet de limiter les effets liés au fait que les interférogrammes que nous prenons ne sont pas infinis. On considère donc qu'ils sont convolués par une fonction « porte », dont la transformée de Fourier est un sinus cardinal. Cela a pour conséquence sur le spectre l'apparition de lobes secondaires autour des structures fines. Appliquer une apodisation comme une fonction de Hanning, Blackmann etc permet de réduire ces lobes parasites autour de nos pics de résonance, mais cela a cependant pour conséquence de l'élargir et donc de réduire la finesse mesurée de notre spectromètre. Cet élargissement est plus ou moins important selon la méthode mais il est toujours présent. Nous avons décidé de ne pas en appliquer ici afin de ne pas dégrader les performances mesurées, et la course de notre FTS est suffisamment grande pour que les lobes secondaires soient limités et de faible amplitude.

4.3. RESULTATS DE MESURES EXPERIMENTALES

Après avoir décrit le banc de test, le prototype de Fabry-Perot à miroirs de Bragg que nous avons développés et le protocole de mesure, nous présentons enfin les résultats obtenus lors de différentes séries de mesures de caractérisation spectrale de ce Fabry-Perot à miroirs de Bragg

Nous présentons 3 série de mesures : la première, réalisée à température ambiante, qui nous a permis de mieux comprendre le comportement du prototype et comment optimiser les performances du spectromètre. Les deux suivantes, à 77 K, lors desquelles l'assemblage du prototype était mieux maîtrisé, et qui ont données les meilleurs résultats. Nous détaillons les conditions dans lesquelles nous avons réalisées les mesures, et comment le protocole d'assemblage et de mesure s'est mis en place au fur et à mesure des expériences.

4.3.1 Premiers résultats à température ambiante (FP-Br1)

Notre objectif est de montrer que le Fabry-Perot à miroir de Bragg est un spectromètre qui fonctionne, qu'il est adapté aux applications astrophysiques et de démontrer ses bonnes performances. Le prototype et sa monture motorisée que nous avons conçus forment un système complexe. Afin de maîtriser ses différents paramètres, de le caractériser et de perfectionner le protocole de mesure, nous avons commencé par effectuer une série de mesures où le FP n'était pas refroidi. Nous désignons ce Fabry-Pérot mesuré FP-Br1.

Spectres Mesurés

Les mesures présentées ci-dessous datent d'octobre 2023. Nous avons d'abord mesuré indépendamment la réflectivité des deux miroirs de Bragg que nous avons ensuite assemblés en Fabry-Perot. Les mesures sur ces miroirs ont été faites à température ambiante et à 77 K et nous n'avons noté aucune différence spectrale notable entre ces deux conditions de mesure.

La figure 4.15 présente les réflexions mesurées des deux miroirs de Bragg, superposées aux modèles ajustés. Chaque spectre a été obtenu avec 10 interférogrammes sur le miroirs et 10 interférogrammes sur la référence. Ces interférogrammes en question faisaient 49 mm de long.

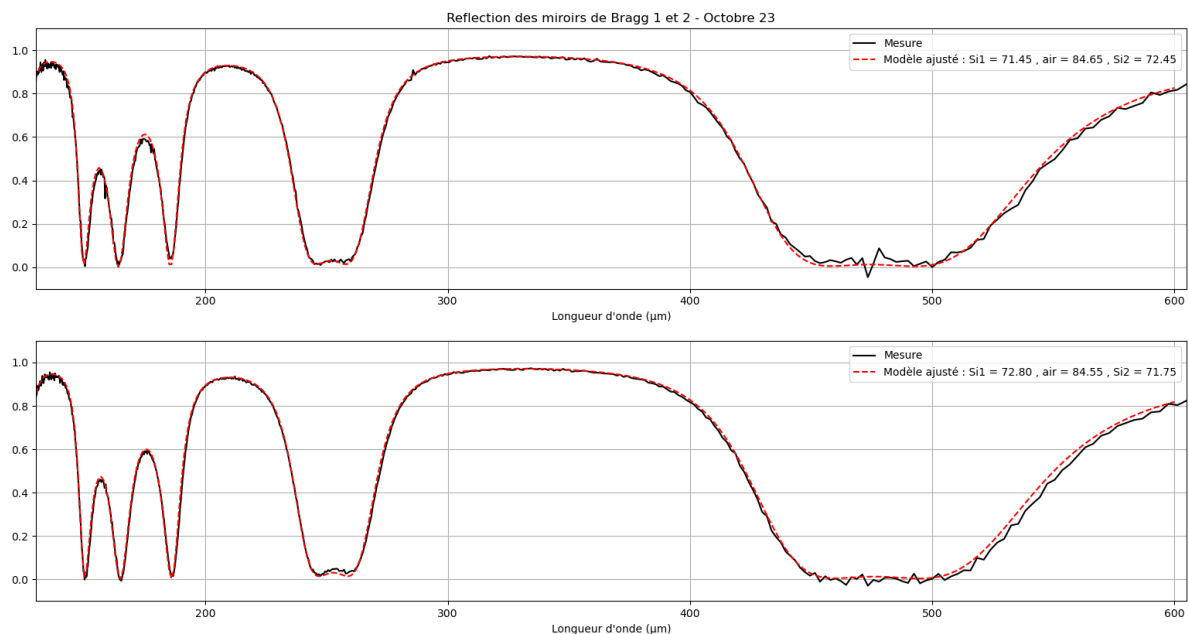


FIGURE 4.15 : Spectres mesurés de la réflexion des miroirs de Bragg du FP-Br1 (noir) sur lesquels a été ajusté un modèle basé sur le formalisme des couches minces (rouge) donnant ainsi l'épaisseur précise des couches des miroirs de Bragg.

Comme attendu, ces miroirs affichent une réflectivité de plus de 97% entre 300 et 400 μm . En ajustant avec un modèle basé sur le formalisme des couches minces, on peut estimer que ces mesures correspondent à des miroirs d'épaisseurs [71.45 μm , 84.65 μm , 72.45 μm] et [72.80 μm , 84.55 μm , 71.75 μm] respectivement. Si aucun autre défaut n'est présent dans ces empilements que ces petits écarts d'épaisseur par rapport à l'empilement théorique, le Fabry-Perot composé de ces miroirs devrait atteindre un maximum de finesse de 217 à 330 μm . Les différences d'épaisseur des couches décalent simplement la position de la résonance sur le spectre.

Nous avons assemblé le miroir de Bragg, parallélisé à l'aide de l'interféromètre de Fizeau comme décrit dans la section 4.2.2.2, puis nous avons monté ce FP-Br1 sur le banc optique.

Après avoir parallélisé au maximum le Fabry-Perot dans le cryostat à l'aide du mécanisme piézoélectrique, nous avons mesuré les spectres du Fabry-Perot pour quatre tailles différentes à température ambiante. La figure 4.16 résume les étapes d'une de ces quatre mesures, le FP-Br1 à 330 μm . Nous avons acquis 4 interférogrammes longs (course pleine de 98 mm) avec le Fabry-Perot et 8 interférogrammes longs sur la référence.

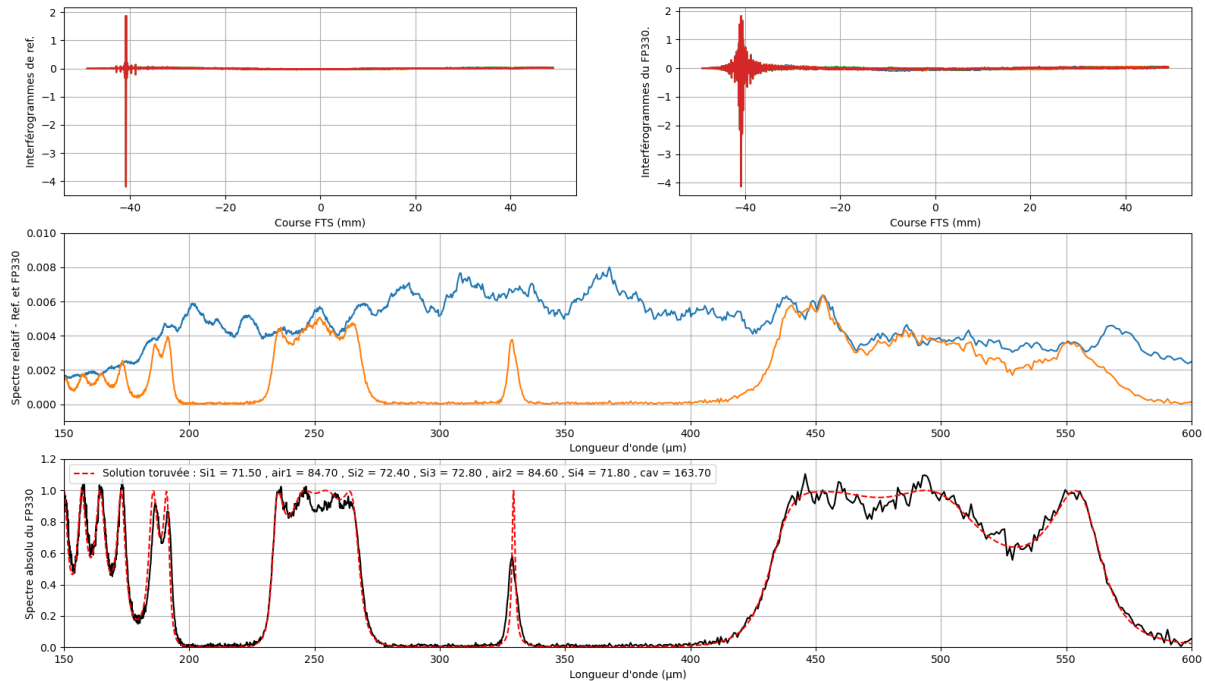


FIGURE 4.16 : Résumé de la mesure avec le FTS du FP-Br1 résonant à 330 μm . On mesure 8 interférogrammes sur la référence (haut gauche), 4 interférogrammes sur l'échantillon (haut droit), on les traite individuellement et on moyenne les spectres traités. On ajuste l'amplitude du spectre moyenné de la référence à celui de l'échantillon (milieu) pour obtenir le spectre absolu (bas, noir), que l'on peut comparer à un modèle simulé (bas, rouge).

On peut comparer les spectres obtenus aux résultats de simulation pour les bonnes épaisseurs de couches des deux miroirs. Cette simulation se superpose parfaitement avec la mesure, à l'exception du pic de Fabry-Perot qui est moins haut et plus large (ligne pointillée rouge sur le spectre du bas de la figure 4.16). Cela nous indique que la configuration estimée lors des mesures sur les miroirs était la bonne mais que les miroirs présentent des défauts affectant les performances du spectromètre.

Les quatre spectres affichés sur la figure 4.17, présentés dans (Tollet, et al., 2024), ont été obtenus en modifiant la taille de la cavité entre chaque mesure afin de décaler la résonance d'environ 10 μm .

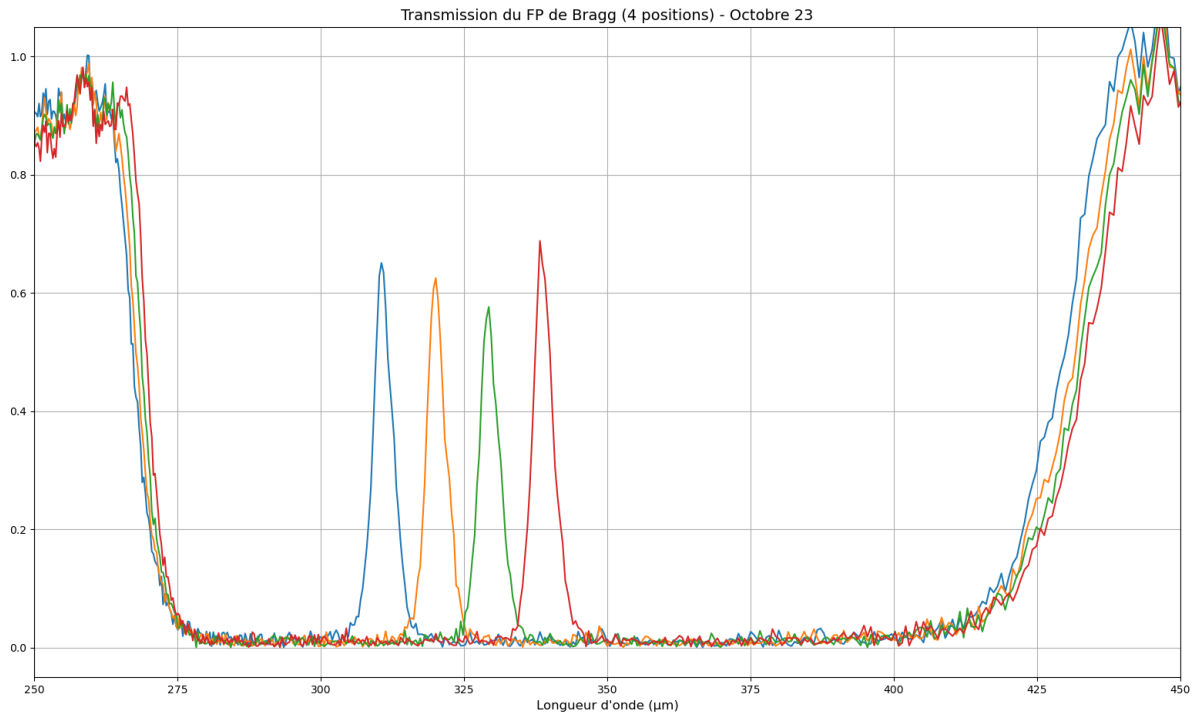


FIGURE 4.17 : Spectres du Fabry-Perot à miroirs de Bragg FP-Br1 mesurés à température ambiante pour 4 tailles de cavité différentes. Le FP-Br1 transmet entre 310 et 340 μm avec des performances dégradées par rapport aux attentes ($\sim 60\%$ de transmission et $F \sim 80$).

Les performances de ce Fabry-Perot, quelle que soit la taille de la cavité n'atteignent pas les attentes. Les transmissions sont toutes inférieures à 70%, et les finesesses autour de 80. Afin d'obtenir les performances réelles du spectromètre mesuré à chaque longueur d'onde, il faut ajuster un modèle aux données. Dans le cas idéal d'un FP parfait, le modèle est une fonction lorentzienne de la forme :

$$f(\lambda) = \frac{A}{1 + \alpha(\lambda - \lambda_0)^2} \quad (4.1)$$

avec A le maximum de la fonction lorentzienne, λ_0 la position de la résonance et α le paramètre relatif à la largeur du pic de résonance telle que la FWHM $\delta\lambda = 2/\sqrt{\alpha}$.

Lorsque le Fabry-Perot ne présente aucun défaut, on peut alors ajuster le pic mesuré à cette fonction et en déduire ainsi la finesse et l'efficacité du spectromètre. Ce n'est plus le cas lorsque les performances sont dégradées et il faut comprendre la cause de la baisse de performances pour développer un modèle idoine.

Investigation des causes des performances dégradées

Les performances présentées précédemment sont celles d'un Fabry-Perot imparfait présentant des défauts. Nous savons que les couches de silicium utilisées ont une de leurs faces plus rugueuse que l'autre (environ 0.2 μm rms). Mais cette rugosité ne suffit pas à expliquer la dégradation observée des résonances. Les miroirs de Bragg sont déformés par un probable trop fort serrage dans leurs montures.

C'est lors de cette première mesure que nous avons conçu l'interféromètre de Fizeau pour observer et confirmer la déformation des surfaces des miroirs de Bragg. Les mesures interférométriques obtenues sur une face de chacun des miroirs utilisés lors des mesures présentées dans cette section, sont affichées en figure 4.18.

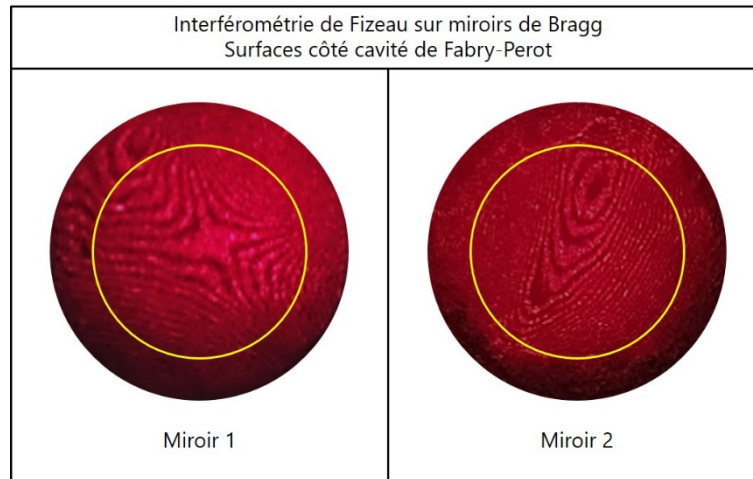


FIGURE 4.18 : Figures d'interférence obtenues par interférométrie de Fizeau sur les faces côté cavité de FP des deux miroirs de Bragg du FP-Br1. Les cercles jaunes délimitent la taille de la surface optique utile traversée par le faisceau.

Nous observons un grand nombre de franges d'interférence, assez larges au centre puis de plus en plus serrées lorsqu'on s'en éloigne. Le miroir est très déformé, de manière convexe ou concave, et nous pouvons compter environ 15 franges au maximum sur le miroir 1, et 20 sur le miroir 2 entre le centre et le bord de la surface optiquement utile. Cela correspond environ à $5 \mu\text{m}$ de déformation en amplitude. Si on se réfère au calcul de la finesse liée aux défauts des miroirs d'un FP (chapitre 3 partie 3.1.3), pour estimer l'amplitude des déformations associées à une finesse effective $F_E=80$ à $\lambda = 320 \mu\text{m}$ et pour une finesse de réflexion de $F_R=216$, on obtient $2 \mu\text{m}$ de déformation. C'est plus faible qu'observé mais l'ordre de grandeur est bon. Il faut d'ailleurs noter ici que nous ne prenons pas en compte la structure multicouche de nos miroirs. Or la déformation des différentes couches de l'empilement doit également avoir un impact sur le faisceau qui s'y réfléchit. On peut par ailleurs imaginer que le silicium des miroirs, du fait de son fort indice optique, corrige quelque peu la déviation du faisceau induite par les déformations. Ce sont des hypothèses pouvant expliquer la différence d'altitude observée.

Analyse des résultats obtenus

Un Fabry-Perot composé de miroirs présentant de petites déformations devant sa taille et devant la longueur d'onde peut être décomposé en sous-Fabry-Perot non déformés, de tailles de cavité légèrement différentes les uns des autres, et représentant une fraction de la surface du FP réel. La figure 4.19 représente schématiquement cette modélisation.

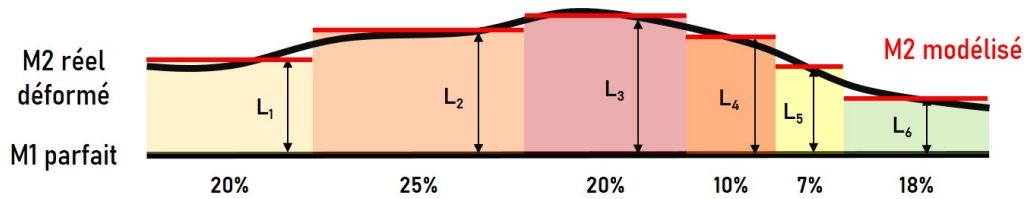


FIGURE 4.19 : Schématisation du modèle de Fabry-Perot déformé utilisé pour fitter nos mesures. Le FP déformé est modélisé par un miroir parfait et un miroir déformé. On divise la cavité en plusieurs sous-FP faiblement et équitablement déformés. Chacun de ces sous-FP résonne à des longueurs d'onde différentes avec une finesse proche de la théorie. La réponse totale du FP déformé est la somme pondérée de chacune des réponses des sous-FP.

On peut attribuer une réponse T_i à chacun de ces sous-FP telle que :

$$T_i = \frac{1}{1 + \frac{4R}{1-R} \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi(L_i, \lambda_i)}{2} \right)} \quad (4.2)$$

Ainsi, la réponse de ce Fabry-Perot peut-être vue au premier ordre comme la somme des réponses de ces sous-FP :

$$T_{FP} = \sum_i^N p_i \times T(L_i, \lambda_i) \quad (4.3)$$

où p est la proportion de la surface de chaque sous-FP par rapport à la surface totale. La réponse de ce Fabry-Perot déformé est alors une somme de N fonctions lorentziennes pondérées. Si on ne contraint pas ce modèle, il existe un très grand nombre de solutions pour T_{FP} , avec une infinité de valeurs de N possibles.

La connaissance de notre interféromètre permet de contraindre le modèle. L'objectif de cette modélisation est que chacun des sous-FP soit quasiment non-déformés, donc que leurs finesses effectives soient toutes similaires, et très proches de la finesse uniquement dominée par la réflectivité des miroirs et leur rugosité. En connaissant cette valeur de finesse, on peut finalement contraindre le nombre de sous-FP qui constituent notre FP(N).

En tenant compte de ces considérations, nous pouvons ajuster ce modèle à nos pics de résonances mesurés et ainsi estimer leur finesse et leur efficacité. Sur la figure 4.20 ci-dessous, est détaillé l'ajustement du modèle avec le pic mesuré à 337.8 μm . Le FP est ainsi divisé en 5 FP affichant des finesses effectives de 185.6 (± 1.3). On peut valider ce modèle car à cette longueur d'onde, la finesse effective théorique d'un FP non déformé affichant 0.2 μm de rugosité est précisément de 185.

La position des sous-FP sur le spectre nous informe sur l'amplitude des déformations, et leur amplitude sur la surface qu'occupent ces déformations sur les miroirs. Sur le pic du FP_Br1 ci-dessous, on a par exemple une déformation maximale de nos miroirs de $\frac{341.3-336.5}{2} = 2.4 \mu\text{m}$.

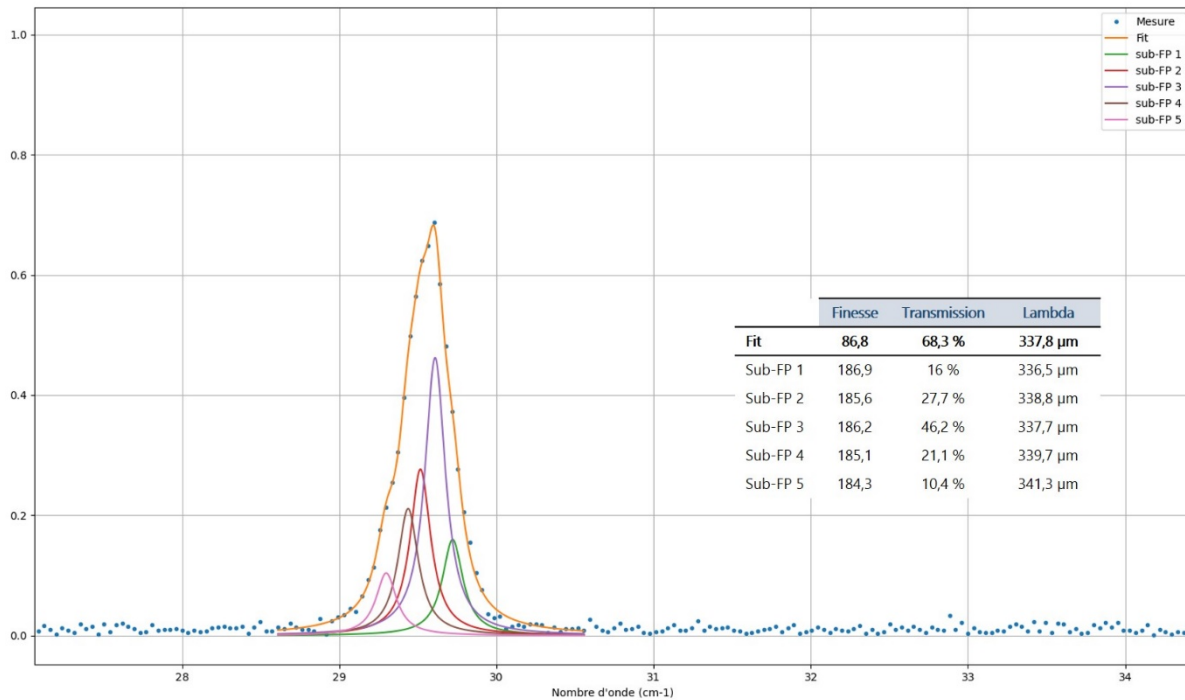


FIGURE 4.20 : Détail du fit (orange) sur la résonance mesurée à 338 μm du FP-Br1 (bleu). Le FP modélisé est décomposé en 5 sous-FP résonants entre 336.5 μm et 341.3 μm et affichant des finesesses de 185.6 (± 1.3).

Ce modèle a été appliqué aux quatre pics mesurés pour en calculer les performances qui sont résumées dans le tableau de la figure 4.21.

| Lambda | Finesse | Transmission |
|---------------------|---------|--------------|
| 310.2 μm | 78.4 | 63.8 % |
| 319.7 μm | 85 | 62.2 % |
| 328.9 μm | 80.1 | 56.2 % |
| 337.8 μm | 86,8 | 66.6 % |

FIGURE 4.21 : Tableau résumant les performances mesurées du FP-Br1 pour 4 tailles de cavité différentes.

Cette première série de mesure à température ambiante du Fabry-Perot à balayage a confirmé le fonctionnement de ce concept de spectromètre. Nous avons démontré des performances tout à fait acceptables concurrençant déjà les Fabry-Perot métalliques habituellement utilisés dans notre domaine. L'objectif est ensuite d'optimiser la qualité de l'assemblage des miroirs de Bragg et de réaliser des mesures spectrales à 77 K.

Par ailleurs lors des séries de mesures suivantes, le protocole utilisé a été celui décrit en partie 4.2.2, avec au préalable des mesures de FP, une caractérisation spectrale des miroirs de Bragg et une étude des déformations de leurs surfaces pour valider leur qualité avant d'assembler le Fabry-Perot.

4.3.2 Premières mesure en conditions cryogéniques, étude de l'angle dans les miroirs de Bragg (FP-Br2)

Plusieurs mesures ont été faites avant de maîtriser les protocoles d'assemblage, d'alignement du FP, et de contrôle du mécanisme d'ajustement piézoélectrique. Nous présentons une première mesure à 77 K, avec laquelle nous avons obtenu de bon résultat. Cependant, l'assemblage de nos miroirs n'était pas encore optimal et cela a donné lieu à une analyse des causes et conséquences. On a pu corriger ce défaut pour la série de mesure suivante, affichant des performances spectrales proches des performances théoriques.

Pour la première mesure de FP de Bragg refroidi à 77 K (FP-Br2), nous avons pris le parti de favoriser l'absence de déformation sur les miroirs plutôt qu'un assemblage serré des couches. Nous avons ajusté les vis de serrage sous l'interféromètre de Fizeau dans le but d'observer moins de 2 franges circulaires à la surface des miroirs, correspondant à une amplitude maximale de $0.3 \mu\text{m}$. Nous avons cependant réalisé que ces vis s'étaient desserrées lors de la manipulation des miroirs pour les monter sur le banc de test, car elles étaient seulement au contact du silicium. Cela a eu pour conséquence d'écartier les couches de silicium et de créer un angle au sein des miroirs.

On mesure d'abord la réflexion de ces miroirs que l'on compare avec la réflexion simulée par le formalisme matriciel (figure 4.22). Les spectres se superposent quasi parfaitement et nous pouvons en extraire l'épaisseur précise des 3 couches ($72.9 \mu\text{m}$, $93.3 \mu\text{m}$ et $71 \mu\text{m}$).

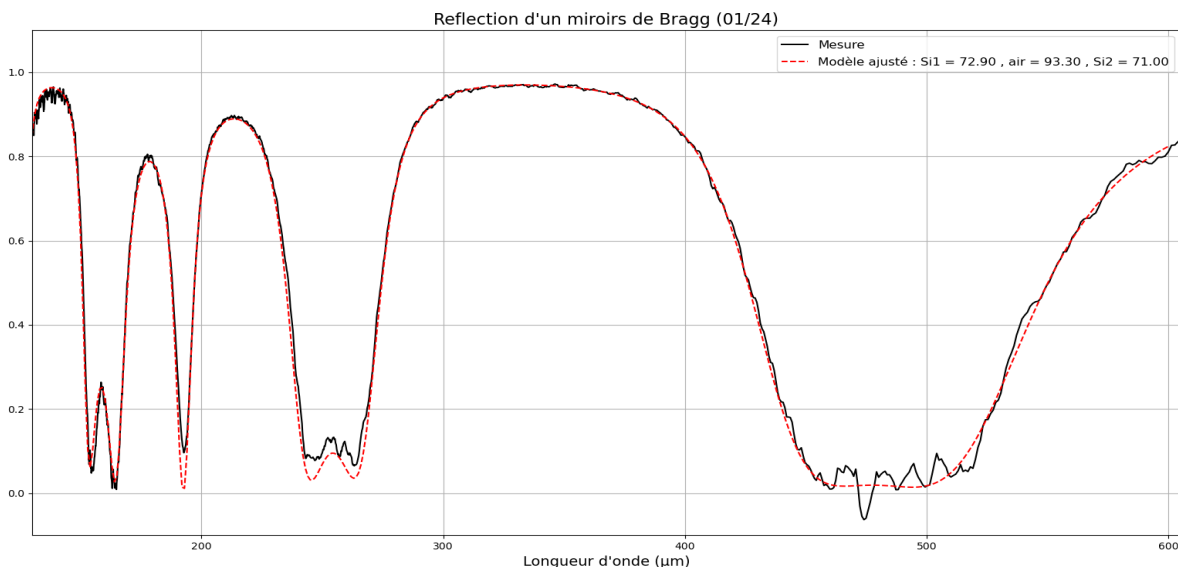


FIGURE 4.22 : Mesure de la réflexion d'un des miroirs de Bragg du FP-Br2 (noir) et le modèle ajusté par le formalisme des couches minces (rouge).

Par ailleurs, à l'aide d'un modèle par EF, on peut simuler différents angles dans l'empilement d'un tel miroir (figure 4.23).

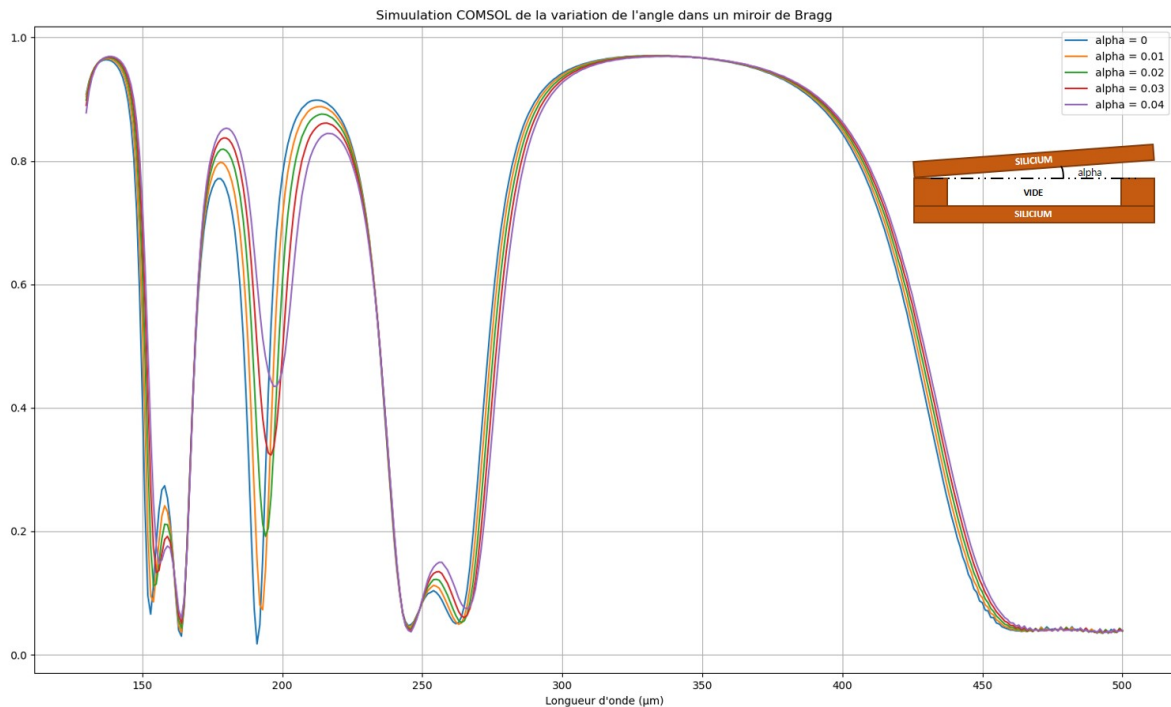


FIGURE 4.23 : Simulation par éléments finis de la réponse en réflexion d'un miroir de Bragg (même empilement que les miroirs du FP-Br2) en fonction d'un angle introduit entre les couches.

Les effets de l'angle affichés sur la figure 4.23, peuvent expliquer les différences observées entre le modèle matriciel et la mesure en figure 4.22. On retrouve en effet des comportements spectraux à certaines longueurs d'onde qui correspondent aux écarts modèle-mesure. C'est notamment le cas entre 170 et 180 μm , avec une augmentation de la réflexion du miroir, mesurée spectralement, non reproduite par le formalisme matriciel, et qui semble être un effet de l'angle d'après la simulation EF. On peut donc conclure que nous avons un angle dans nos miroirs d'environ 0.01 degré, soit environ 3 μm de décalage. Cela explique en partie l'épaisseur de la couche de vide plus grande qu'espérée. L'autre explication possible est qu'avec les différentes manipulations, le silicium a pu être usé et donc présenter des aspérités rendant l'empilement plus épais.

Nous pouvons également simuler par EF l'ajout d'un angle dans un des miroirs de Bragg et son impact sur les performances du FP (figure 4.24). On a simulé un angle dans un miroir entre 0.01 et 0.08 deg, soit un décalage jusqu'à 22.3 μm . On constate que plus l'angle est grand, plus la finesse et l'amplitude du pic diminuent.

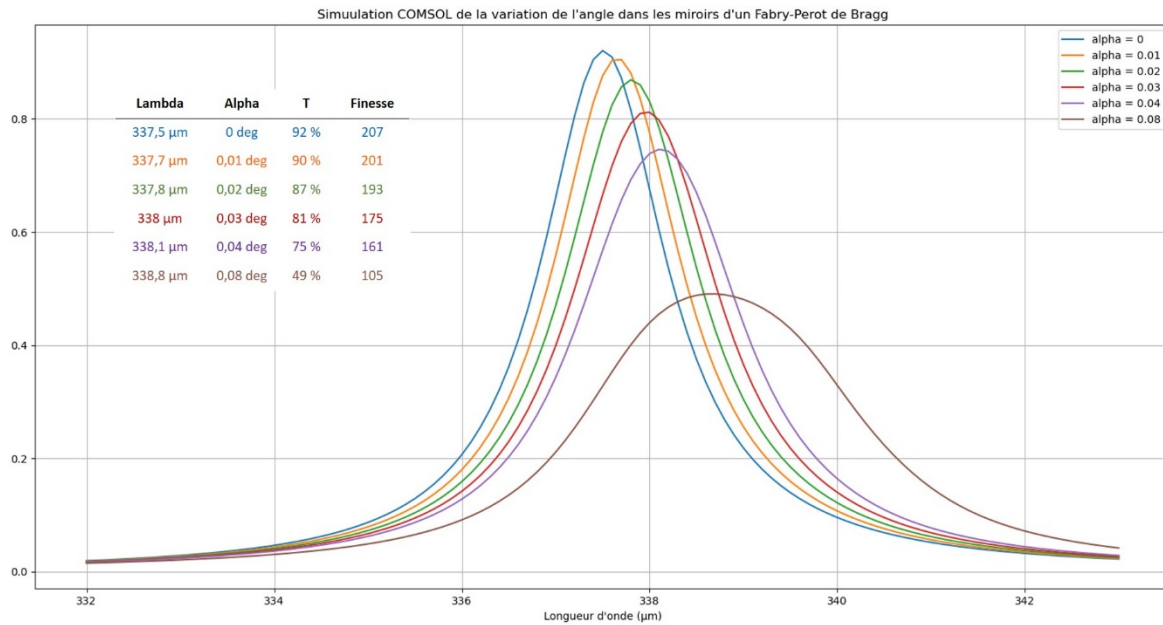


FIGURE 4.24 : Simulation par éléments finis de la réponse d'un FP à miroirs de Bragg (même configuration que le FP-Br2) en fonction d'un angle introduit entre les couches d'un des miroirs.

En considérant que nos deux miroirs de Bragg présentent un angle d'environ 0.01 deg dans leur empilement, on peut s'attendre à une dégradation de la transmission du pic d'environ 10%, et de la finesse d'environ 15 unités.

Nous avons mesuré la réponse spectrale d'un Fabry-Perot composé de ces miroirs. Les spectres obtenus lors de cette série de mesure (figure 4.25) présentent des performances améliorées par rapport aux mesures précédentes, les pics de résonance dépassent 80% pour des finesesses supérieures à 100. Ces résultats correspondent relativement bien aux estimations faites ci-dessus par simulation si on prend en compte la rugosité de nos couches.

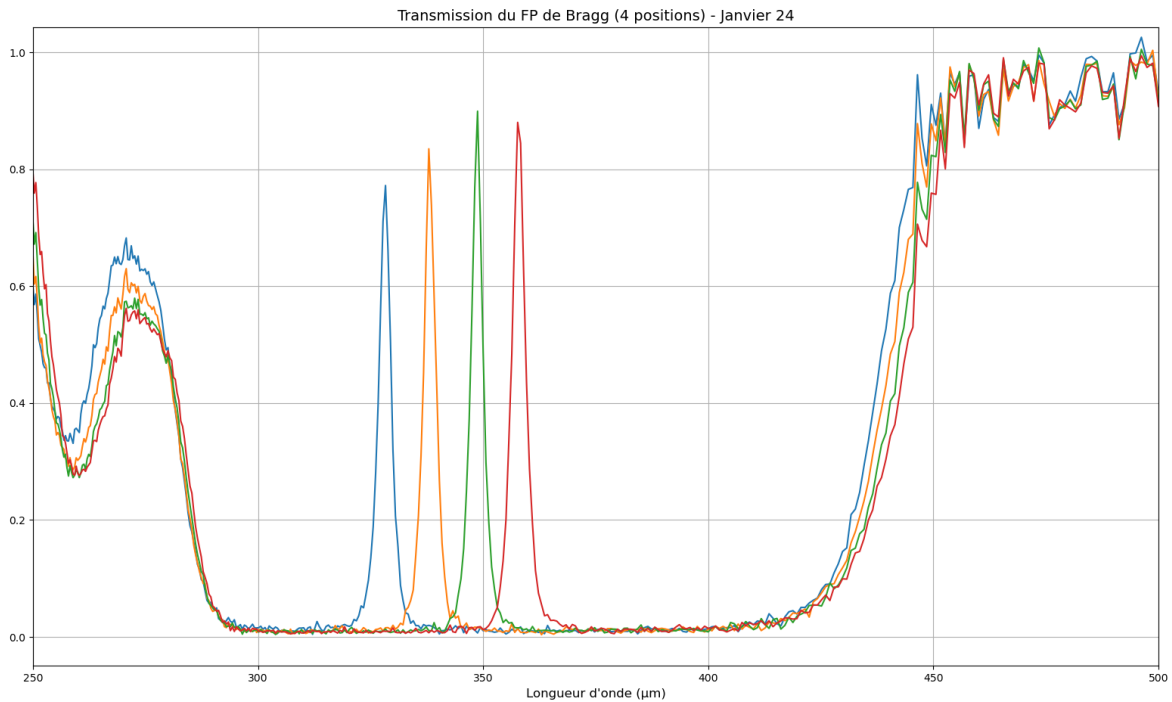


FIGURE 4.25 : Spectres du Fabry-Perot à miroirs de Bragg FP-Br2 mesurés à 77 K pour 4 tailles de cavité différentes. Le FP transmet entre 330 et 360 μm avec des performances approchant les performances attendues (>80% de transmission et $F > 100$).

De la même manière que pour les mesures précédentes, nous avons ajusté le modèle de décomposition en sous-FP aux résultats de mesures afin d'en extraire les performances précises du FP-Br2 mesuré. Elles sont détaillées dans le tableau en figure 4.26 ci-dessous.

| Lambda | Finesse | Transmission |
|----------|---------|--------------|
| 328.3 μm | 105.5 | 77.6 % |
| 337.9 μm | 110.1 | 83.5 % |
| 348.7 μm | 121 | 91 % |
| 357 μm | 109 | 91,9 % |

FIGURE 4.26 : Tableau résumant les performances mesurées du FP-Br2 pour 4 tailles de cavité différentes.

Ces mesures et les modèles de simulation que nous avons réalisés nous ont permis de comprendre l'impact sur les performances spectrales de l'introduction d'un angle entre les couches des miroirs de Bragg. Ce cas est différent des défauts classiques impactant la finesse décrit dans le chapitre 3, et n'a à notre connaissance jamais été étudié dans le cas des Fabry-Perot.

4.3.3 Mesure avec des miroirs optimisés (FP-Br3)

Nous présentons dans cette dernière section, une troisième série de mesure sur un FP de Bragg (le FP-Br3), résultant des apprentissages des mesures précédentes.

Nous avons réussi à assembler les couches des miroirs de Bragg de manière optimale en réglant le contact des vis à pousser de sorte à limiter les déformations tout en évitant qu'elles ne puissent s'écarter les unes des autres. Ci-dessous, en figure 4.27, sont affichées les deux surfaces intérieures (coté cavité) des deux miroirs de Bragg assemblés pour le FP-Br3. Comme lors de la mesure précédente, les déformations ne dépassent pas $0.3 \mu\text{m}$, et nous sommes arrivés à la conclusion que nous ne pouvions pas descendre en dessous avec les montures que nous avons conçues.

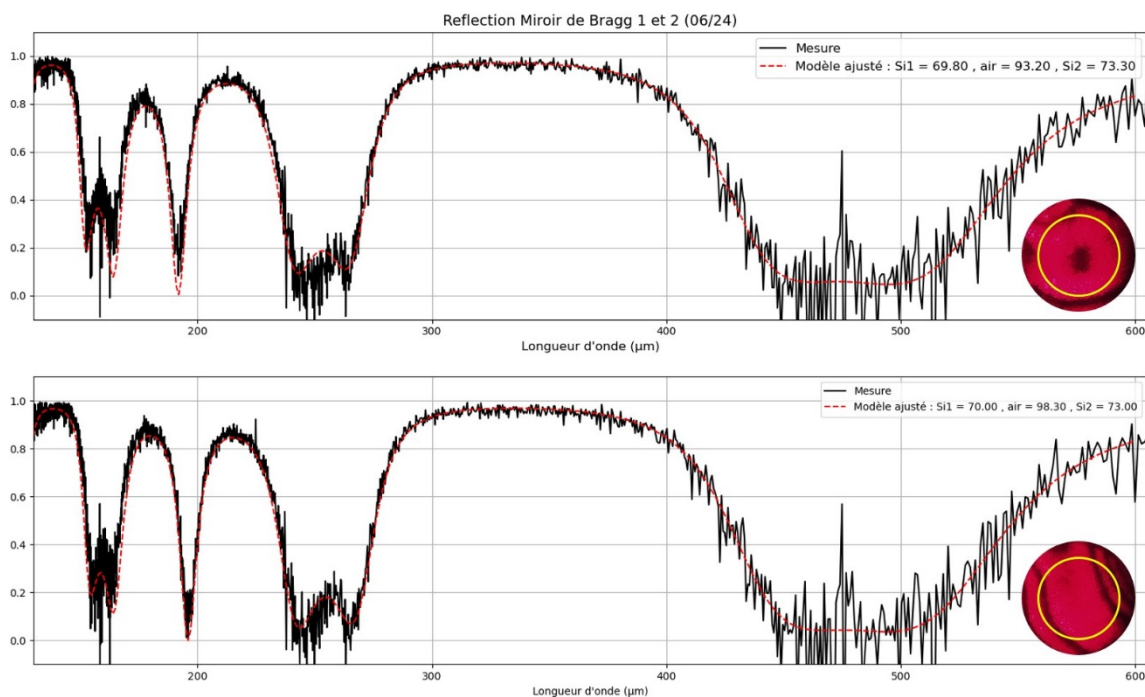


FIGURE 4.27 : Spectres mesurés de la réflexion des miroirs de Bragg du FP-Br3 (noir) sur lesquels est ajusté un modèle basé sur le formalisme des couches minces (rouge) donnant ainsi l'épaisseur précise des couches des miroirs de Bragg. Les figures d'interférence obtenues sur une des faces de chaque miroir indiquent des déformations de la face intérieure des miroirs de l'ordre de $0.3 \mu\text{m}$. Le bruit sur les mesures vient de l'absence d'un filtre sur le chemin optique chargeant fortement le bolomètre et diminuant le SNR.

Nous avons ensuite mesuré le spectre en réflexion de ces deux miroirs successivement. Ces mesures sont très bruitées car au moment de cette mesure, un filtre optique avait été retiré. Cela a modifié l'état du bolomètre sous l'effet du rayonnement thermique non polarisés parasites, réduisant ainsi significativement le SNR. Ces deux spectres sont très similaires, signifiant que les deux miroirs de Bragg ont peu d'écarts de dimension l'un par rapport à l'autre. Par ailleurs, malgré le bruit, les modèles se superposent très bien avec les mesures. Nous avons donc conclu que ces miroirs présentaient suffisamment peu de défauts pour former un bon Fabry-Perot.

Contrairement à la mesure précédente, nous avons bloqué les vis de maintien du miroir pour qu'elles ne se desserrent pas, et nous avons mesuré le FP-Br3 composé de ces deux miroirs à 77 K pour cinq tailles de cavité différentes (en rajoutant le filtre manquant lors de la mesure des miroirs).

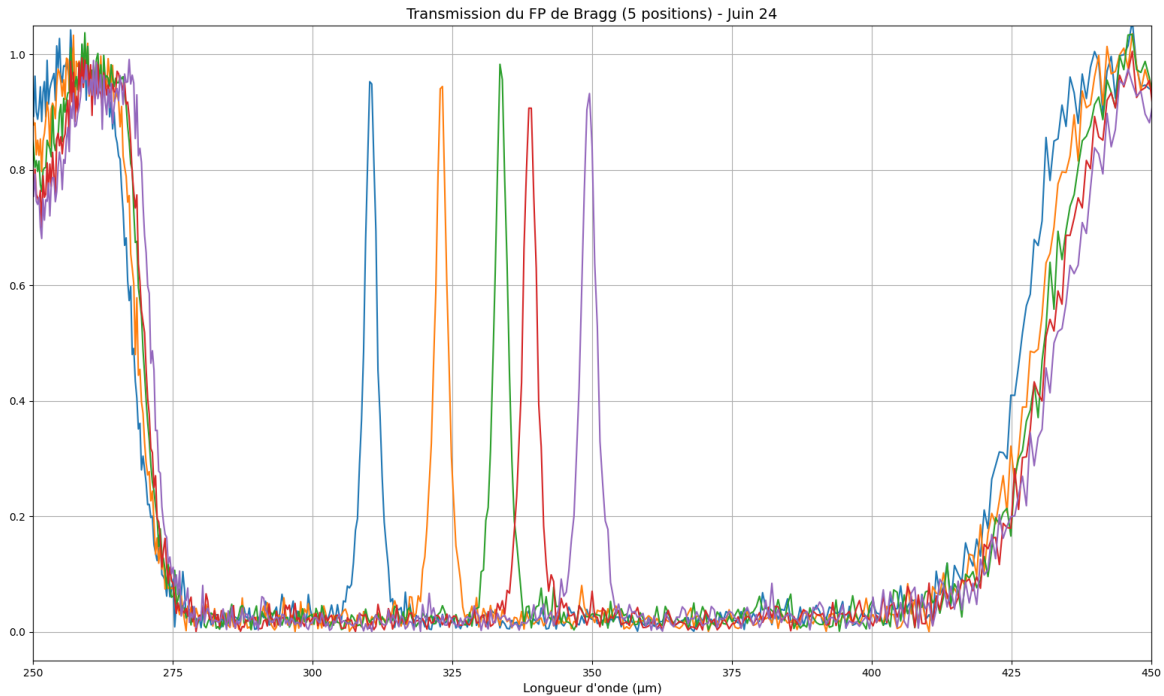


FIGURE 4.28 : Spectres du Fabry-Perot à miroirs de Bragg FP-Br3 mesurés à 77 K pour 5 tailles de cavité différentes. Le FP-Br3 transmet entre 310 et 350 μm avec d'excellentes performances, proches des attentes ($>92\%$ de transmission et $F \sim 115$).

Chacun des cinq spectres affichés en figure 4.28 ont été calculés à partir de 4 interférogrammes longs (98 mm) pour le Fabry-Perot et de 8 interférogrammes longs pour la mesure de référence.

De la même manière que pour les deux séries de mesures présentées précédemment, les performances du FP-Br3 ont été calculées grâce à l'ajustement d'un modèle simplifié de Fabry-Perot prenant en compte les déformations des miroirs. Pour chaque pic, le modèle développé dans la section précédente nous a permis d'analyser notre spectromètre, et de le décomposer en 3 sous-FP. Les finesses des réponses sont identiques et égales à celle d'un FP dans lequel on ne prend en compte que la réflectivité et la rugosité des miroirs.

La figure 4.29 affiche les 5 modèles ajustés aux 5 spectres mesurés du FP-Br3. Le tableau en figure 4.30 rassemble les performances générales de notre spectromètre pour les 5 pics.

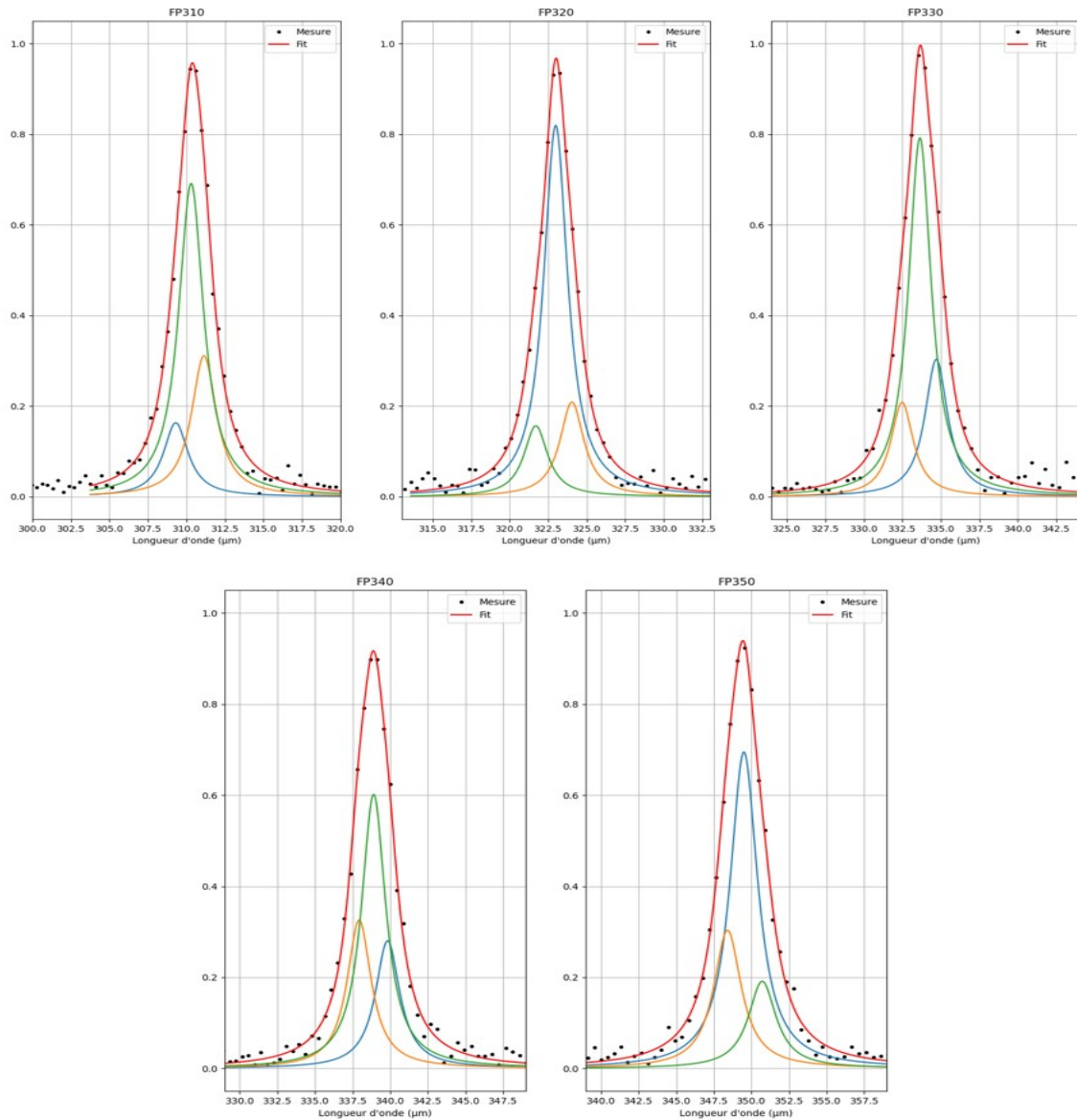


FIGURE 4.29 : Détails des fits des 5 mesures du FP-Br3. Le FP est décomposé en 3 sous-FP dont la somme des réponses donne le fit (rouge) qui s'ajuste parfaitement aux mesures (noir).

| Lambda | Finesse | Transmission | F_R théorique | Finesse des sub-FP |
|---------------------|---------|--------------|-----------------|--------------------|
| 310.4 μm | 117.3 | 96.7 % | 184 | 157.7 |
| 323 μm | 126.2 | 96.8 % | 205 | 170.7 |
| 333.7 μm | 123.1 | 99.7 % | 208 | 185.8 |
| 338.9 μm | 114.8 | 92 % | 204 | 172.3 |
| 349.4 μm | 109.7 | 93.9 % | 186 | 156.7 |

FIGURE 4.30 : Tableau résumant les performances mesurées du FP-Br3 pour 5 tailles de cavité différentes ainsi que les finesesses estimées des sous-FP pour chaque résonance, comparées à la finesse de réflexion. La différence entre ces finesesses correspond à la contribution de la rugosité.

Pour conclure cette partie, nous avons démontré le fonctionnement du FP à miroir de Bragg, montré que nous étions à la fois capables de comprendre les principaux facteurs

qui régissent ses performances et de les reproduire numériquement. Grâce à cette analyse, nous avons pu également démontrer que nous sommes arrivés à la limite des performances atteignables avec le prototype que nous avons conçu.

Certains points n'ont pas été abordés dans cette partie et notamment le comportement de ce Fabry-Perot utilisé à des ordres plus grands. En effet, il serait intéressant de pouvoir prouver par la mesure la formule de la résolution des FP à miroirs de Bragg développée dans le chapitre 3 (relation 3.32). Malheureusement nous sommes limités par la résolution mesurable par le FTS. Théoriquement, avec une course complète du FTS de 98 mm on peut obtenir suffisamment de points pour résoudre des pics de plus de 1000 de résolution avec au moins 5 points de mesure dans la FWHM. Cependant, le FTS est construit de telle manière que du fait de l'ouverture optique du faisceau et de son diamètre, la résolution est limitée à moins de 500. Ainsi, nous avons tenté de mesurer les ordres supérieurs, mais même à l'ordre 2, le FTS ne nous permettait pas d'augmenter la résolution de notre pic comme souhaité. Il serait donc nécessaire de prouver expérimentalement cette relation sur un banc de test permettant des mesures à beaucoup plus haute résolution spectrale.

Un autre point n'a pas été l'objet de cette étude mais il est important de le mentionner : tout au long de nos mesures, lors des étapes de parallélisation, nous avons remarqué que notre Fabry-Perot était bien moins sensible aux défauts de parallélisme des miroirs que les Fabry-Perot classiques. Pour donner un ordre de grandeur, introduire un *tilt* ($\delta\tau$) de 5 μm correspondant à un angle 0.3 mrad sur nos FP, modifie l'amplitude du pic de moins de 10%. Pour les cas des FP métalliques, (Marques, et al., 2021) ont analysé l'impact des défauts de parallélisme. Un angle de 0.3 mrad réduit de plus de 30% l'efficacité du spectromètre. Cette robustesse aux déformations (que nous avons aussi démontré lors des mesures du FP-Br1 est un des vrais atouts de ce spectromètre.

4.3.4 Conclusions préliminaires des mesures de Fabry-Perot de Bragg

Nous venons de démontrer le fonctionnement et les excellentes performances du spectromètre de Fabry-Perot à miroirs de Bragg. Nous atteignons des transmissions proches de 100% pour un Fabry-Perot optimisé (FP-Br3) et même lorsque les miroirs sont déformés de plusieurs micromètres (FP-Br1), l'efficacité est supérieure à 60%. Sur le plan de la finesse, nous avons démontré la possibilité de dépasser 120, et de même, la finesse dépasse 80 lorsque les miroirs sont très imparfaits. Ces performances sont excellentes et dépassent celles des Fabry-Perot usuellement utilisés sur les projets d'observation astrophysique dans le submillimétrique.

Le prototype développé et testé a permis de faire la preuve du bon fonctionnement de ce concept de spectromètre dans les conditions d'opération attendues pour un tel instrument. Cependant, il faut dire qu'il reste des points à optimiser pour une future

utilisation sur un instrument d'observation. Premièrement, l'objectif étant de coupler ce type de spectromètre à la surface d'un détecteur bolométrique, il faut adapter le système de motorisation du miroir mobile afin de rendre le système complet plus compact. L'utilisation de MOEMS est une piste et pourrait être le sujet de futurs développements.

Ensuite, les miroirs sont, comme nous l'avons vu, très facilement déformables et complexes à assembler. Cela est en partie dû à la couche de vide entre les deux couches de silicium. La remplacer par un diélectrique solide renforcerait grandement la robustesse des miroirs et donc les performances du spectromètre. Il faut, dans ce cas, cependant prendre en compte que l'indice de la couche centrale serait plus grand que 1, réduisant ainsi la finesse par rapport à notre concept. De plus il faut prendre en compte les rétreints thermiques différentiels liés à l'utilisation de matériaux différents dans des assemblages refroidis, qui pourraient engendrer de nouvelles déformations. Dans la partie qui suit, nous présentons le concept hybride de Fabry-Perot microstructuré à miroirs de Bragg, utilisant des couches uniquement en silicium (plein et microstructuré). Une des pistes pour le FP à cavité variable serait d'utiliser cette technologie de miroir si elle est démontrée.

4.4 PREMIERS PROTOTYPES DE FP MICROSTRUCTURES

Dans le chapitre précédent nous avons présenté le concept général d'un Fabry-Perot dont la cavité est fixe et micro-gravée dans le but modifier son indice effectif et donc de pouvoir choisir la longueur d'onde à laquelle elle résonne. Dans ce qui suit nous présentons le premier prototype de Fabry-Perot microstructuré conçu au CEA/Leti, le FP158 ainsi que les mesures sur les premiers échantillons de ce concept. Et nous terminerons par décrire un concept hybride que j'ai imaginé à la suite des conclusions des premiers résultats sur le FP158, et qui combine cavité microstructurée et miroir de Bragg.

4.4.1 Premiers prototype : le FP158

4.4.1.1 Description du prototype

Le FP158 est une structure multicouche relativement complexe. Chaque miroir est une FSS faite de patchs métalliques déposés sur un diélectrique. La cavité quant à elle est en silicium gravé, elle est divisée en plusieurs zones dans lesquelles la taille des structures est différente pour obtenir différentes longueurs d'onde de résonance dans une même matrice de Fabry-Perot.

La taille de la matrice de FP158 a été définie en fonction de celle de B-BOP et est divisée en 16 zones (1 zones pour 4x4 pixels de B-BOP). Dans chacune des zones du résonateur, on peut adapter l'indice optique afin de transmettre différentes longueurs d'onde sur différentes zones du détecteur.

Les miroirs du FP158

Les miroirs du FP158 sont composés d'un réseau de patches métalliques déposés sur un diélectrique. Chaque patch est un carré d'AlCu et de TiTiN d'environ 500 nm d'épaisseur. Ils sont recouverts de silicium amorphe et reposent sur du silicium cristallin par l'intermédiaire d'une fine couche de dioxyde de silicium (SiO₂). La **période** des patches est de 21.5 μm, qui correspond à un sous-multiple de la période des absorbeurs des pixels de B-BOP. Ci-dessous, la figure 4.31 présente une coupe schématique d'une cellule élémentaire de l'empilement du miroir et son impédance simulée.

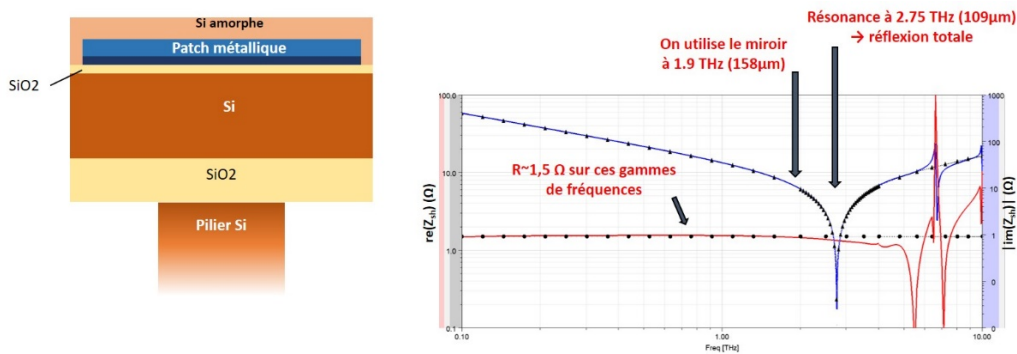


FIGURE 4.31 : A gauche : Schéma de l'empilement d'une cellule élémentaire du miroir du FP158. A droite : Impédance simulée du miroir. La résonance (donc réflexion parfaite) se trouve à 109 μm pour des raisons de contraintes géométriques. La réflectivité du miroir est de 98%.

Sous la couche de silicium se trouve une couche d'oxyde appelée BOX qui sert à fixer le silicium de la cavité. La **largeur** des patches métalliques est de 20.5 μm et a été optimisée par simulation EF, sur la base d'un modèle électrique équivalent. L'objectif est de rapprocher la résonance le plus possible de 158 μm et que l'impédance réelle reste modérée pour limiter l'absorption. On obtient des miroirs avec un réflectance de plus de 98% et une absorbance d'environ 0.08%.

La cavité microstructurée

La cavité est faite à partir de silicium gravé en piliers hexagonaux, et il y a un pilier sous chaque patch métallique du miroir. Cet empilement patch-piliers-patch correspond à la cellule élémentaire du FP158 que nous utilisons pour simuler ses performances. La taille des hexagones a été déterminée en fonction des indices effectifs souhaités, comme expliqué dans le chapitre précédent (voir figure 3.19).

L'épaisseur de la couche de silicium microstructurée a été choisie pour la longueur d'onde de résonance $\lambda = 158 \mu\text{m}$, et un indice optique moyen de 1.25. La profondeur de gravure atteignable pour des hexagones de 12 μm de diamètre en moyenne, limite

l'épaisseur de la couche de silicium. De plus, pour garder une certaine tenue mécanique dans cette couche, elle ne pouvait pas être trop fine. Ainsi, l'ordre 2 a été retenu, c'est à dire une épaisseur optique de cavité égale à $158 \mu\text{m}$ ($L = \lambda$). L'hybridation nécessite $9 \mu\text{m}$ et il a été calculé que les miroirs déphasent l'onde de 18° (soit un décalage de $7.9 \mu\text{m}$ à $\lambda = 158 \mu\text{m}$). On trouve alors une épaisseur pour chaque couche de silicium de $\frac{158 - 9 - 2 \times 7.9}{2 \times 1.25} = 53.3 \mu\text{m}$. Dans le tableau 4.32 sont résumés les paramètres de gravure pour chacune des 6 longueurs d'onde que le FP158 doit transmettre. Les quatre λ autour de $158 \mu\text{m}$ ont été choisis pour détecter la raie de [CII] du MIS, et les deux plus éloignées, afin de mesurer le continuum.

| λ_0 (μm) | Indice effectif | d théorique (μm) |
|-------------------------------|-----------------|-------------------------------|
| λ_5 : 149 | 1,19 | 10.86 |
| λ_1 : 157 | 1,258 | 12.30 |
| λ_2 : 158 | 1,267 | 12.47 |
| λ_3 : 159 | 1,275 | 12.63 |
| λ_4 : 160 | 1,284 | 12.79 |
| λ_6 : 169 | 1,36 | 14.10 |

FIGURE 4.32 : Résumé des diamètres choisis pour les 6 zones microstructurées du FP158, et les indices effectifs associés.

Le CEA/Leti a fabriqué les premiers prototypes de matrice de FP158. Parmi les six types de zones présentés ci-dessus, ces prototypes n'en contenaient que quatre différentes comme détaillé sur la figure 4.33. Chacune des zones est donc divisée en quatre sous zones qui correspondent chacune à 4×4 pixels du bolomètre de B-BOP.

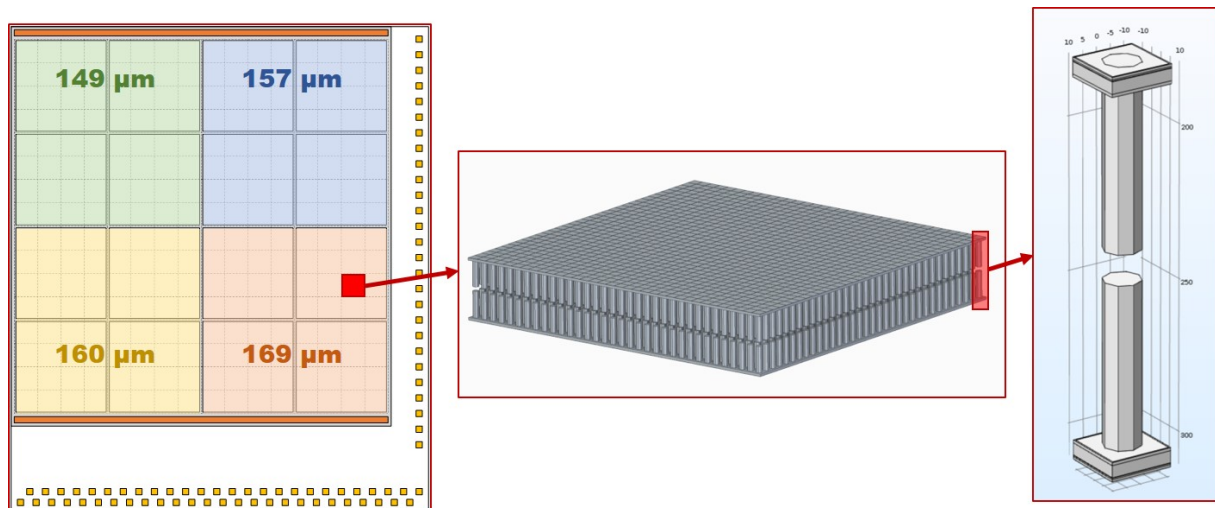


FIGURE 4.33 : Zoom schématique sur la structure interne du FP158 jusqu'à une cellule élémentaire. La figure à droite représentant la cellule élémentaire (un patch métallique par miroir et un pilier par demi-cavité) est le modèle géométrique de simulation par éléments finis utilisé pour simuler les performances du FP158.

4.4.1.2 Mesure de Caractérisation du FP158

Les matrices de FP158 fabriquées se sont montrées extrêmement délicates à manipuler du fait de leur très faible épaisseur de 128 μm . Par ailleurs on constate un aspect gondolé au niveau de chacune des sous-zones, et pendant de la manipulation de l'échantillon de test, lors de l'assemblage dans la monture, une zone en coin s'est brisée.

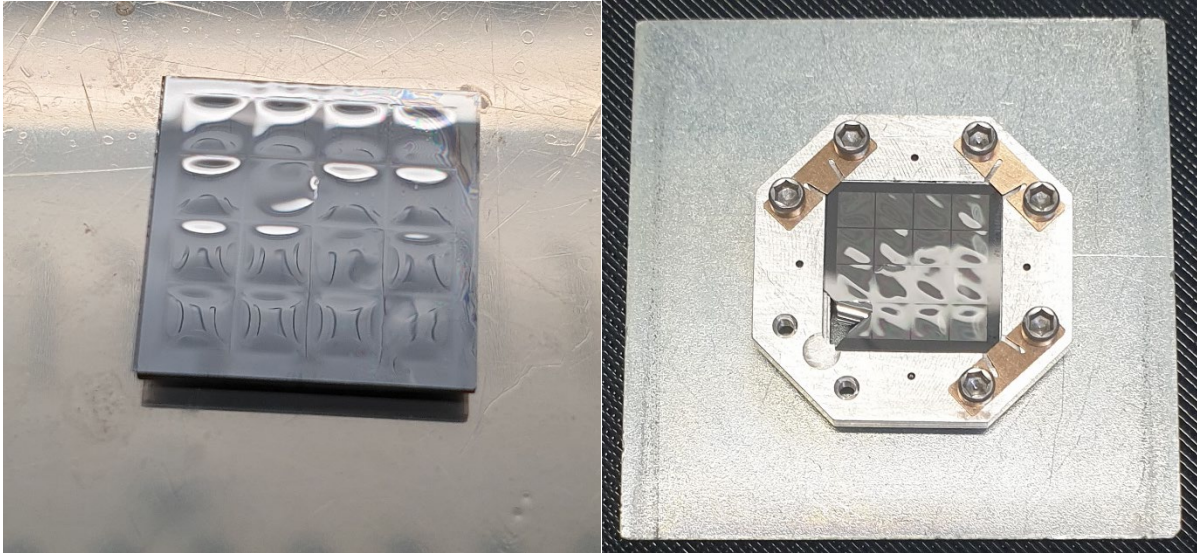


FIGURE 4.34 : Photo du premier échantillon de FP158 juste avant le montage (gauche) et dans sa monture de test (droite). On observe très clairement la surface gondolée de chacune des 16 zones de la matrice. Une des zones en coin s'est brisée lors de l'assemblage dans sa monture.

Avant de mesurer spectralement cet échantillon, nous avons procédé pour commencer à une inspection sous un microscope numérique, de la marque Keyence, permettant de faire de la métrologie optique. Nous avons ainsi cartographié la surface du FP158 pour mesurer les déformations visibles à l'œil. Nous avons relevé de cette manière des déformations par zone entre 10 et 20 μm en moyenne avec des écarts entre les zones dépassant les 70 μm .

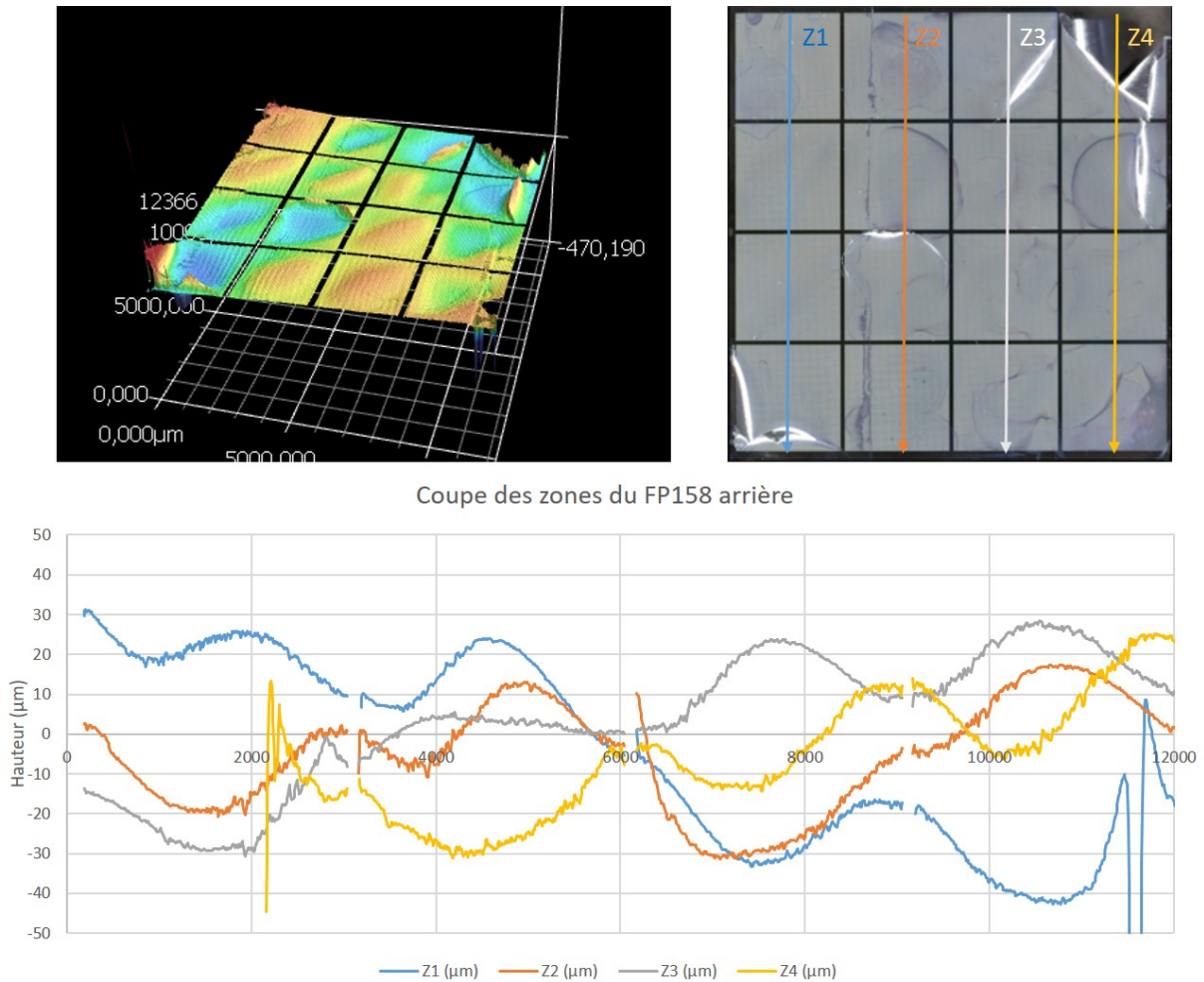


FIGURE 4.35 : Résumé des mesures au microscope interférométrique (Keyence) d'une des faces du FP158. Haut gauche : cartographie de la matrice affichant les écarts de hauteur au sein des zones. Haut droite : Photo dans le visible de cette face de la matrice, les flèches indiquent les lignes de coupe utilisées pour mesurer les déformations. Bas : Mesure des déformations pour les 4 colonnes de la matrice.

Ces déformations sont très supérieures aux déformations acceptables pour approcher les performances spectrales attendues du FP158. Nous avons cependant décidé de mesurer la réponse spectrale de cet échantillon. Nous avons ainsi dessiné et fait fabriquer les pièces mécaniques nécessaires pour monter le FP158 dans le cryostat.

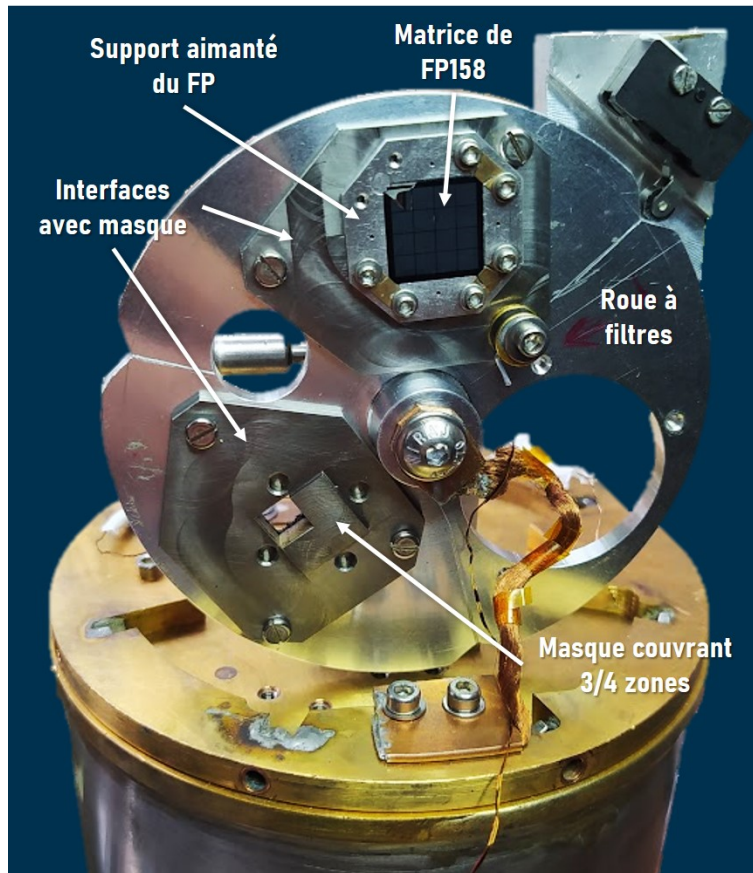


FIGURE 4.36 : Photo du montage de la matrice de FP158 sur la roue à filtre du cryostat des échantillons. Le FP158 dans son support aimanté est fixé sur une interface en acier masquant 3 des 4 zones de la matrice. Une autre interface identique et sans échantillon est fixée sur un deuxième emplacement de la roue pour la mesure de référence avec la même taille de faisceau.

Cette monture comprend une interface en acier masquant une partie de la matrice, sur laquelle on vient positionner le support du FP158 à l'aide d'aimants. Le masque intégré dans l'interface permet de ne mesurer qu'une seule des quatre zones de la matrice du Fabry-Perot pour n'observer en théorie qu'un seul pic sur le spectre. Une autre pièce non masquée a été fabriquée pour mesurer les quatre pics simultanément, pour de futures mesures.

Une mesure a été faite sur la zone la moins déformée de la matrice de FP158. Avec de telles amplitudes de déformations mesurées avec la Keyence, il était compliqué de prévoir si nous obtiendrions un pic de résonance, et si c'était le cas, à quelle longueur d'onde. Car en effet, par structure, ces déformations changent la taille de la cavité, et donc décalent l'emplacement du pic sur le spectre. Dans ces conditions, nous avons décidé de laisser les filtres de type Zitex coupant sous 100 μm , et nous avons mesuré le spectre affiché ci-dessous en figure 4.37.

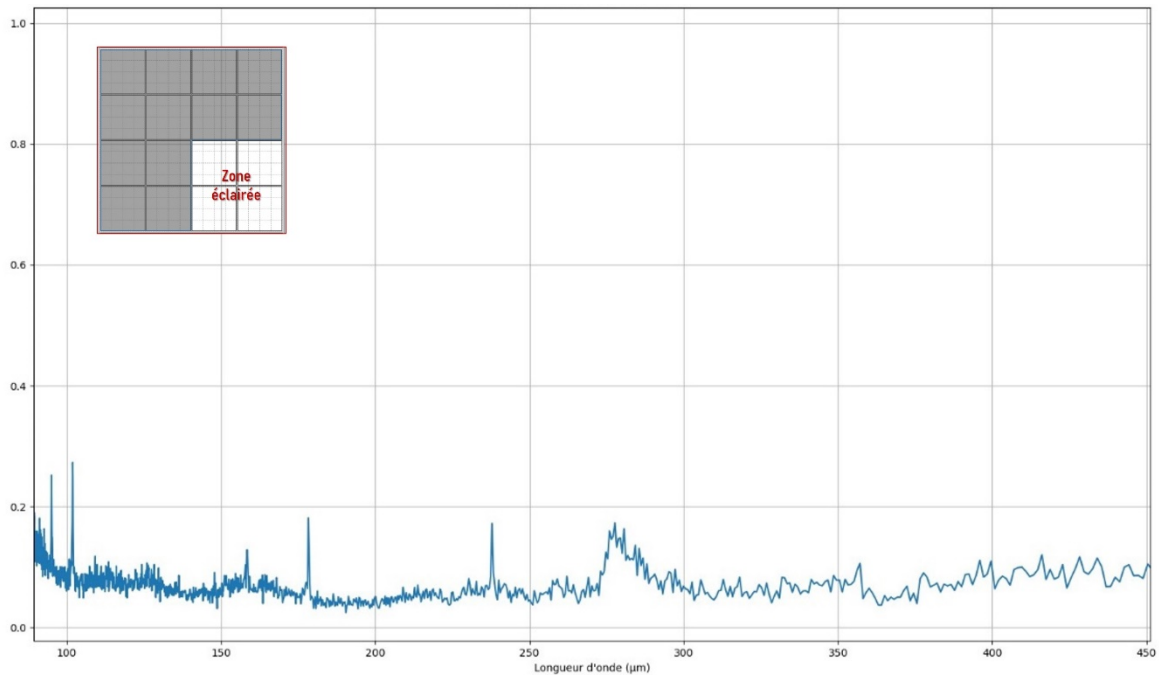


FIGURE 4.37 : Mesure spectrale faite au FTS de la transmission du premier échantillon de FP158 sur un des quatre types de zone. On ne constate aucune résonance claire à l'exception d'une large « bosse » vers 280 μm culminant vers 15%.

Le spectre est principalement composé de bruit, à l'exception d'une « bosse » autour de 280 μm d'amplitude environ 15%. Rien ne nous permet de nous assurer qu'il s'agit de la résonance du FP158 et on ne peut évidemment pas conclure du bon fonctionnement de ce concept.

Dans le même temps, nos collègues du CEA/Leti, mesuraient à température ambiante deux autres échantillons de FP158, présentant les mêmes défauts, à l'aide d'un TDS (*Time Domain Spectrometer*). Pour ces mesures, ils ont disposé un diaphragme d'environ 1 mm devant l'échantillon afin de ne mesurer qu'une infime portion d'une zone de la matrice, comme représenté sur le schéma associé aux spectres de la figure 4.38. Cela permet de mesurer des zones du FP158 proportionnellement moins déformées. Ils ont répété cette opération sur chacun des quatre types de zone. Ils ont obtenu des spectres comportant pour chacun deux résonances, une autour de 135 μm et l'autre à 260 μm , qui correspondent donc aux ordres 2 et 1 du résonateur respectivement. Ces résonances sont de très faible amplitude (moins de 5% pour l'ordre 2 et autour de 10% pour l'ordre 1) et de résolution de moins de 30 pour l'ordre 1 et difficilement évaluable pour le second ordre.

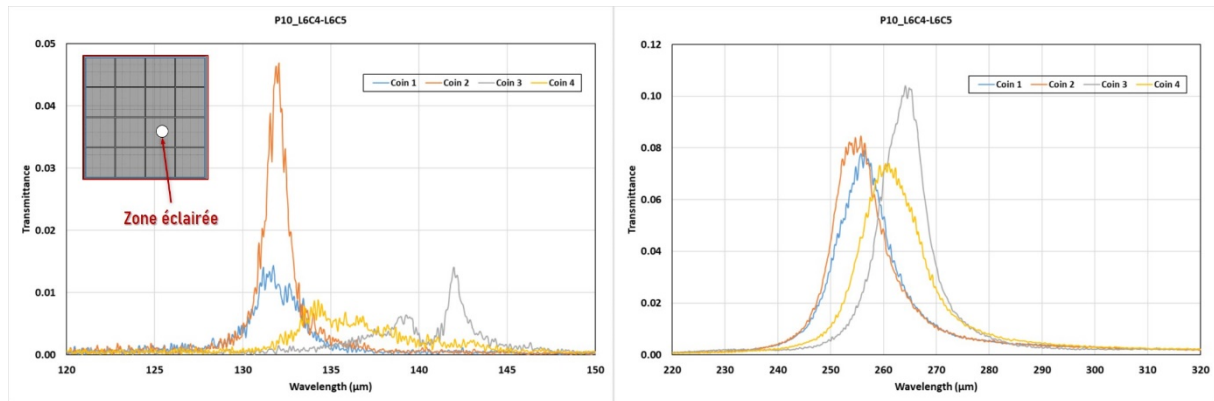


FIGURE 4.38 : Spectres en transmission du FP158 mesuré au TDS au CEA/Leti sur les quatre types de zones différentes. Un diaphragme de 1 mm a été placé devant l'échantillon pour mesurer une faible partie de chaque zone afin de réduire l'impact des déformations.

Ces mesures nous confirment ce à quoi on s'attendait, la matrice de ce premier échantillon est bien trop déformée pour être exploitable en tant que spectromètre. Ce prototype ne permet pas de valider le concept de Fabry-Perot microstructuré. Il faut donc trouver la source de ces déformations et optimiser le concept.

L'hypothèse la plus probable pouvant expliquer ces gros défauts à la surface du FP158 est que lors de l'hybridation des deux demi-cavités, le chauffage à plus de 200°C a engendré un stress entre la fine couche d'oxyde (BOX) présent dans l'empilement sous les patches métalliques et le silicium, à cause du rétreint thermique différentiel. Des études sont actuellement en cours au CEA/Leti pour vérifier cette hypothèse et fabriquer de nouveaux prototypes. Dans le même temps, nous avons réfléchi à Saclay à un concept hybride, présenté dans la section suivante.

Cette étude pour rechercher la cause de ces déformations a par ailleurs été l'occasion de réaliser des observations au microscope d'échantillons brisés volontairement. Des images de la structure interne du FP158 ont pu être faites, sur lesquelles on voit à la fois les déformations et les zones de silicium microstructurées en piliers hexagonaux (figure 4.39).

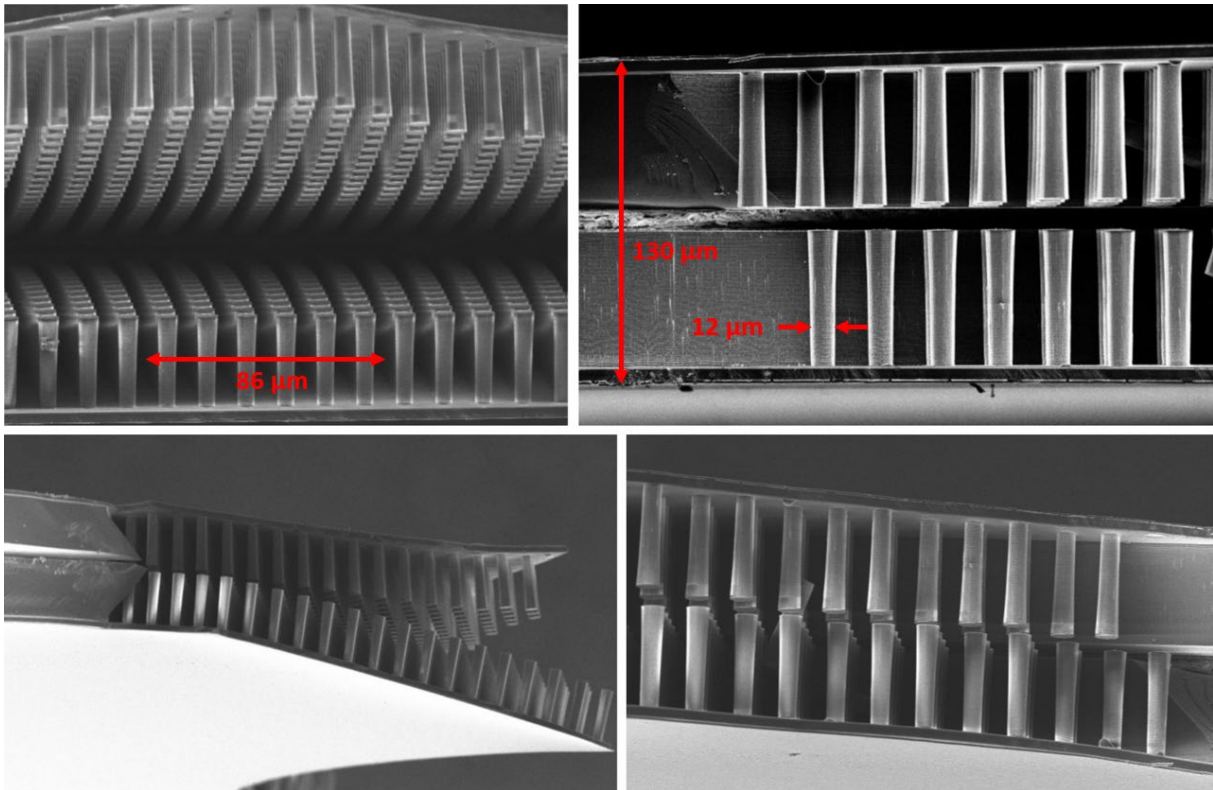


FIGURE 4.39 : Photos au microscope de la structure interne d'un FP158 brisé, révélant la cavité composée de piliers hexagonaux de silicium ainsi que les déformations liées au stress dans l'empilement.

4.4.2 Un concept hybride : le FP de Bragg microstructuré

La principale raison des difficultés rencontrées avec le FP158 que l'on vient de présenter, est la complexité de sa structure, le trop grand nombre de matériaux utilisés et les nombreuses étapes nécessaires à sa fabrication, durant lesquelles les matériaux subissent notamment d'importantes variations de température. Sans pour autant abandonner le principe du FP158 dont les optimisations sont en cours, nous avons proposé un concept de FP fixe à cavité microstructurée qui s'affranchirait en grande partie des problèmes rencontrés avec le FP158.

L'objectif était donc de concevoir un Fabry-Perot composé d'un seul matériau, le silicium pour son fort indice optique et la capacité à le graver. Pour les miroirs, nous avons repris le principe des miroirs du premier concept présenté dans ce chapitre, les miroirs de Bragg.

Nous souhaitons faciliter la fabrication de ce Fabry-Perot tout en le rendant modulaire, c'est-à-dire avoir la capacité d'ajouter des couches aux miroirs de Bragg pour augmenter la finesse. Nous avons donc imaginé une brique de base à partir de laquelle nous pouvons construire un Fabry-Perot. Cette brique élémentaire, schématisée sur la figure 4.40, est une couche de silicium gravée comme le FP158, mais seulement sur une partie de sa profondeur.

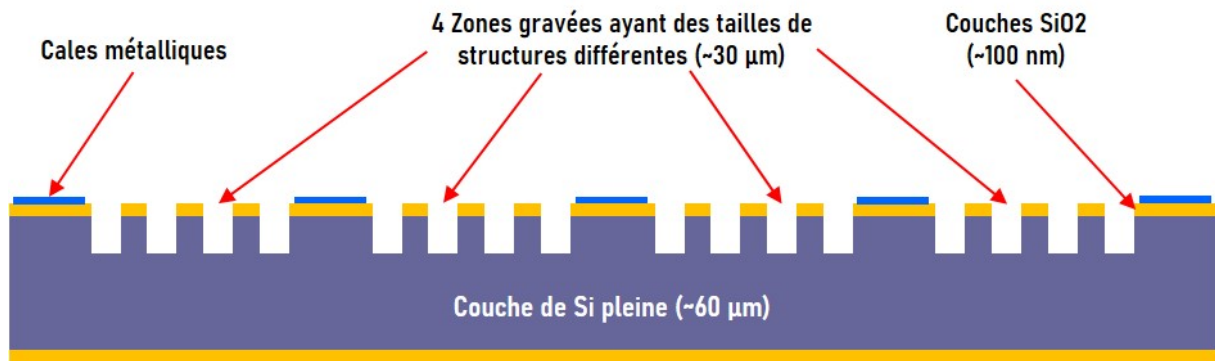


FIGURE 4.40 : Schéma en coupe d'une brique élémentaire du Fabry-Perot de Bragg microstructuré. Elle est faite d'une couche de Si de 90 µm comportant plusieurs zones microstructurées, séparées par des murs en Si. Les couches fines de SiO₂ permettent le dépôt des cales métalliques qui servent au dégazage des zones structurées.

Sur cette couche, il y a comme sur le FP158 plusieurs zones correspondant à plusieurs tailles de structures.

En empilant ces couches élémentaires comme sur le schéma de la figure 4.41, on crée un FP microstructuré de Bragg avec des miroirs de type HLH. Les couches (H) sont du silicium plein d'indice 3.42 et la couche (L) est du silicium microstructuré dont l'indice varie autour de 1.25 selon les zones. On a gardé les mêmes masques permettant la gravure des différentes zones que celui utilisé sur le FP158, les tailles des hexagones sont les mêmes et donc on a les mêmes indices optiques. Nous avons calculé l'épaisseur de la couche de silicium et la profondeur des gravures afin de s'approcher au plus près d'une épaisseur optique de $\lambda/4$ pour le silicium gravé et $5\lambda/4$ pour le silicium cristallin. Par construction, la cavité du FP est bien d'épaisseur $\lambda/2$ (ordre 1).

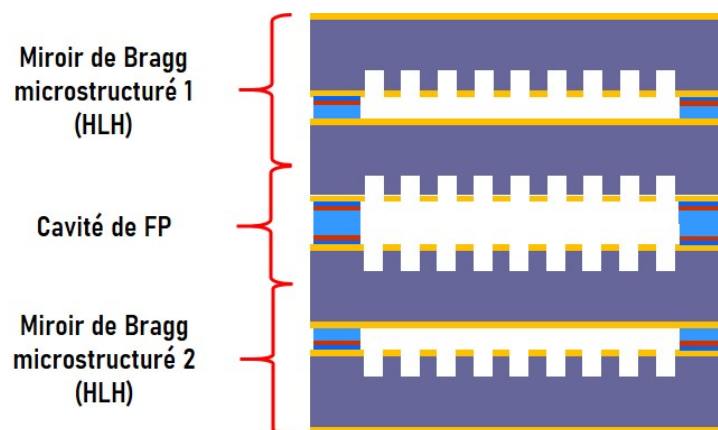


FIGURE 4.41 : Empilement schématique simplifié d'un Fabry-Perot de Bragg microstructuré HLH, composé de 4 briques élémentaires.

Sur le schéma ci-dessus, des pads métalliques sont déposés entre chaque zone afin que les zones microstructurées ne soient pas des cavités hermétiques. Les différents prototypes présentés dans cette thèse sont conçus pour fonctionner à des températures cryogéniques et donc sous vide. Une poche d'air hermétique dans un échantillon engendrerait des déformations des couches minces de silicium, et donc

altérerait la qualité du spectromètre. La figure 4.42 présente la réponse spectrale de ce Fabry-Perot avec des miroirs HLH. Les résolutions attendues avoisinent les 150 autour de 158 μm .

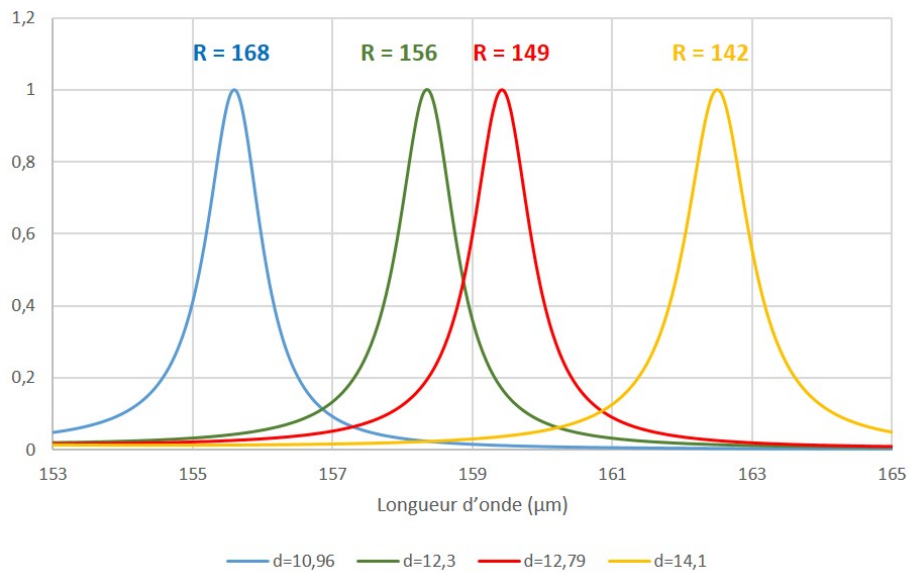


FIGURE 4.42 : Performances simulées du Fabry-Perot de Bragg microstructuré, pour 4 bandes de transmission autour de 158 μm . L'efficacité théorique atteint 100% pour chaque bande, comme pour le FP de Bragg à balayage.

La spécificité de ce type de Fabry-Perot est que l'on peut ajouter des couches aux miroirs de Bragg en ajoutant des briques élémentaires à chaque extrémité, et cela permet d'augmenter la résolution du spectromètre. En ajoutant par exemple une brique élémentaire de chaque côté du FP, on obtient un FP avec des miroirs de type $(\text{HL})^2\text{H}$ (figure 4.43). La résolution spectrale calculée des 4 pics est alors presque multipliée par 10, respectivement on a : 1400, 1250, 1180 et 950.

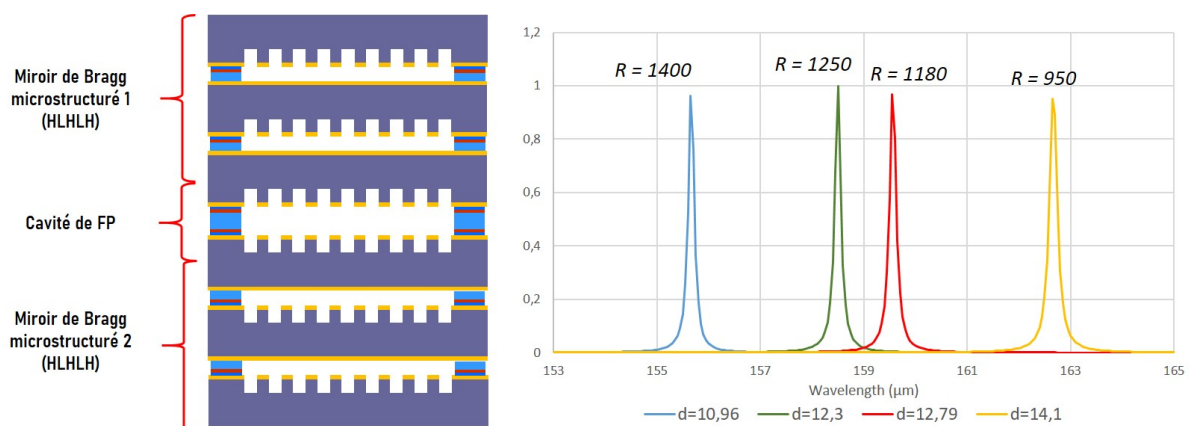


FIGURE 4.43 : Performances simulées du Fabry-Perot de Bragg microstructuré composé de 6 couches élémentaires (miroirs HLHLH), pour 4 bandes de transmission autour de 158 μm . L'efficacité théorique atteint 100% pour chaque bande, comme pour le FP de Bragg à balayage et les résolutions dépassent 1000.

Au moment d'écrire ces lignes, la fabrication du premier échantillon de FP de Bragg microstructurée n'était pas encore aboutie. Nous n'avons pas pu mesurer les

performances réelles d'un tel FP et donc ni prouver ce concept. Nous pouvons cependant discuter des avantages et inconvénients que présentent ce FP en comparaison avec les deux précédents. Il va de soi que ces considérations restent hypothétiques dans la mesure où aucun prototype n'a pour le moment été testé.

Ce type de résonateur cumule les avantages précédemment cités du FP158, c'est-à-dire la compacité et la stabilité liée à l'absence de mécanisme de variation de la taille de la cavité. De plus, il est constitué d'un seul matériau, le silicium, et n'est donc pas sujet aux stress et aux contraintes liées aux retraits thermiques différentiels lors des étapes de fabrication ou durant son utilisation en conditions cryogéniques. Par ailleurs, contrairement au FP de Bragg à balayage, les couches (L) des miroirs de ce FP ne sont pas du vide. Cela limite par construction les déformations des couches (H) que nous avons observées sur les miroirs du FP à balayage (voir chapitre 4). Et pour finir, avec un seul wafer de silicium semi-structuré, on peut fabriquer plusieurs spectromètres avec des empilements au nombre de briques élémentaires différent, et cette modularité est un avantage pratique non négligeable.

Ainsi, dès lors que les gravures sont suffisamment précises pour maîtriser l'indice de réfraction des différentes zones de la cavité, ce concept de résonateurs de Fabry-Perot est par structure optimisé pour très peu se déformer et par conséquent s'approcher des performances théoriques présentées dans cette section.

On peut par ailleurs imaginer une combinaison de ce concept avec un système de balayage de cavité (en micro-technologie, type MEMS) afin d'élargir son spectre de fonctionnement et combiner intégralement les avantages du FP158 et du FP à balayage.

4.5 VALIDATION DES PERFORMANCES SPECTRALES DES BOLOMETRES B-BOP

Nous venons de faire la preuve de concept d'un nouveau Fabry-Perot très performant pour l'astronomie, et nous en avons proposé un second très prometteur. Ces spectromètres sont destinés, à termes, à être couplés à des matrices de détecteurs à cavité quart-d'onde tels que des bolomètres de B-BOP. Comme nous l'avons montré dans la dernière partie du chapitre précédent, les performances de ce couplage FP+bolomètre dépendent autant des caractéristiques spectrales du Fabry-Perot que du bolomètre. On présente donc, dans cette dernière partie, les mesures de caractérisation des performances spectrales que nous avons réalisées sur les matrices de bolomètres de B-BOP.

L'absorption de deux types de matrices a été mesurée, les matrices de B-BOP-100, telles qu'elles ont été présentée dans le chapitre 2, ainsi que les premiers prototypes

de matrices de B-BOP-350, afin de prouver le fonctionnement de l'absorption quart-d'onde avec les HIS.

Les mesures présentées ci-dessous ont été faites sur le banc du FTS cryogénique décrit au début de ce chapitre. Les échantillons ont été placés sur le support pivotant dans le cryostat du bolomètre. Le deuxième emplacement de ce support est occupé par un miroir de référence supposé parfait ce qui nous permet d'acquérir des interférogrammes sur l'échantillon suivis d'interférogrammes sur la référence simplement en faisant pivoter la plaque.

L'absorption par les dipôles du bolomètre a été obtenue en mesurant la réponse en réflexion des matrices, en sachant que ces matrices ont une transmission nulle et que le réflecteur au fond de la cavité quart-d'onde ont une absorption négligeable.

Matrices de B-BOP-100

Les résultats obtenus sur une matrice de B-BOP-100 sont affichés en figure 4.44. On y voit les courbes d'absorption mesurées et théoriques

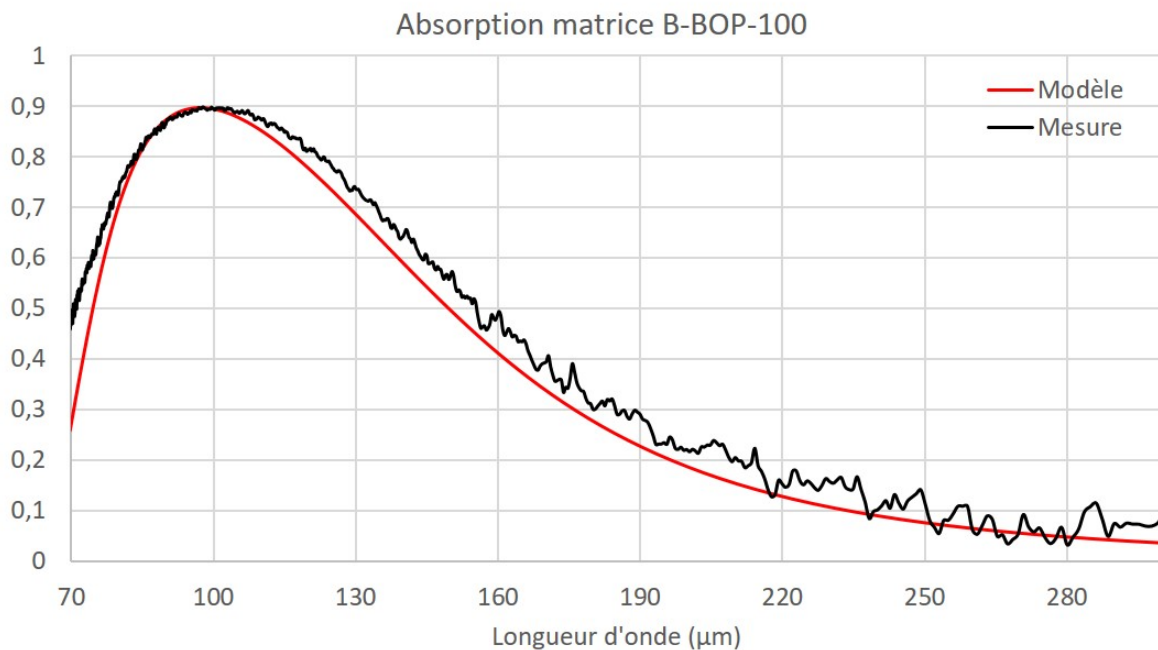


FIGURE 4.44 : Absorption simulée et mesurée de la matrice de bolomètres B-BOP-100.

L'absorption mesurée est très proche du modèle et atteint 90% à 100 µm précisément. La technologie de cavité quart d'onde appliquée à ces bolomètres polarimétriques fonctionne donc parfaitement.

Prototype de B-BOP-350

La matrice de détecteurs B-BOP-350 est constituée d'un réflecteur en HIS. Cette technologie est associée à ce type de détecteur pour la première fois avec cette matrice de bolomètres, et avant de fabriquer des matrices complètes de bolomètres

polarimétriques, nous devons nous assurer que le système se comporte spectralement comme attendu. Des premiers prototypes ne comportant qu'un seul type de dipôle ont donc été conçus (voir schéma sur la figure 4.45).

Des modèles de simulation par éléments finis ont permis d'affiner les paramètres géométriques de la structure et d'estimer les performances spectrales d'un tel détecteur. Ensuite, nous avons vérifié, par mesures spectrales avec le FTS, que la cavité résonnante de ce type de détecteur composé de HIS permettait bien aux dipôles d'absorber efficacement le rayonnement incident, et dans la bonne gamme de longueur d'onde.

La figure 4.45 affiche les résultats de simulations pour des dipôles orientés horizontalement (tirets) et verticalement (lignes continues) au-dessus de la HIS. En rouge, sont affichés les résultats pour un rayonnement incident polarisé dans la même direction que les dipôles, et en bleu, dans la direction orthogonale (cross polarisation).

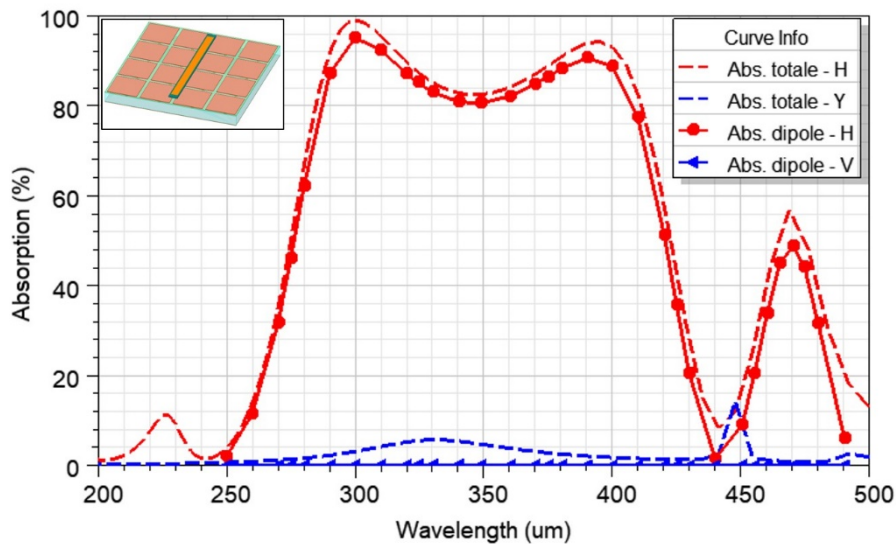


FIGURE 4.45 : Résultats de simulation par éléments finis de la réponse en absorption d'un pixel test de B-BOP-350 comportant uniquement des dipôles orientés selon l'axe x . En rouge, l'absorption totale et celle par les dipôles de la polarisation selon x , et en bleu de la polarisation orthogonale (selon y). Cela confirme l'efficacité de la structure HIS pour l'application au bolomètre B-BOP-350 avec plus de 90% d'absorption sur une gamme de près de 150 μm .

On s'attend ainsi à absorber plus de 90% du rayonnement sur une plage de près de 150 μm , et approcher 100% à certaines longueur d'onde.

Ci-dessous, sur la figure 4.46, sont présentés les résultats de l'absorption mesurée d'une matrice prototype de B-BOP-350 avec un seul réseau de dipôles.

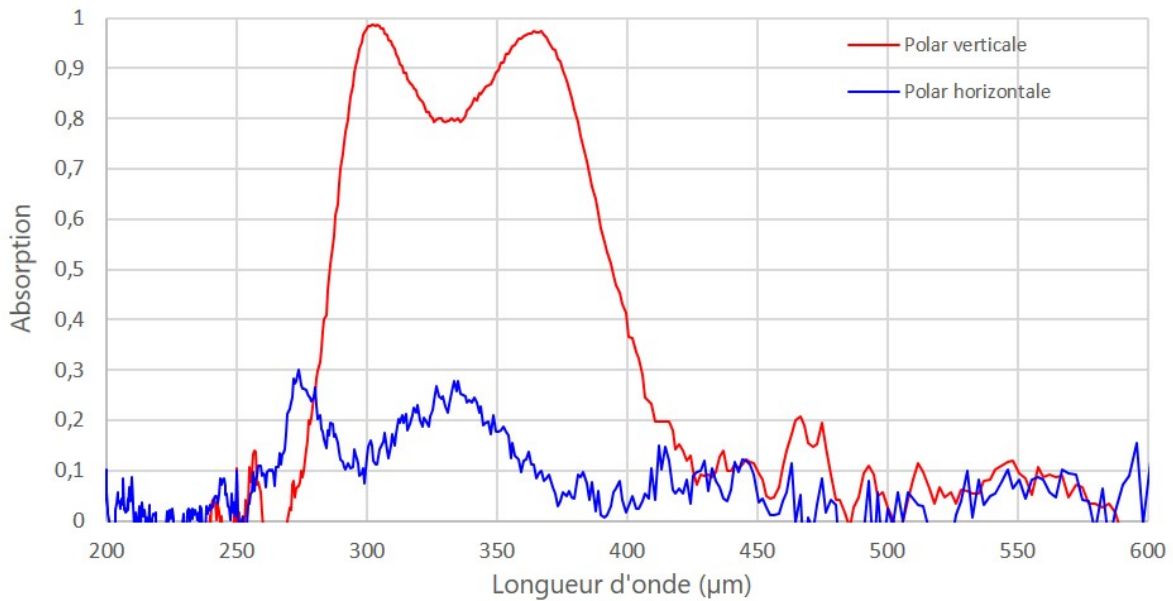


FIGURE 4.46 : Résultats de mesures en absorption d'un prototype de matrice de B-BOP-350, réalisées en cryostat avec un FTS. Ces résultats correspondent parfaitement aux attentes et confirment le principe de cette technologie de matrice résonnante composée de HIS. La courbe bleue met en évidence une absorption par la structure HIS d'environ 20% autour de 350 μm., amplifiée par l'angle d'incidence de 7° sur la matrice lors de la mesure.

L'absorption par la matrice dans la direction de polarisation alignée à l'orientation des dipôles (courbe rouge) est très similaire aux simulations. Les dipôles absorbent plus de 90% du rayonnement sur une très large gamme autour de 350 μm.

Par ailleurs, on remarque, à la fois sur la simulation et sur la mesure, que les courbes bleues ne sont pas toujours à des valeurs négligeables. Pour expliquer cela, à l'aide des simulations accompagnées de mesures avec le FTS, nous avons pu mettre en évidence que cette absorption résulte de l'absorption par la structure HIS. Cet effet est d'ailleurs accentué par l'angle d'incidence. Dans notre dispositif de mesure avec le FTS, les échantillons sont placés sur le chemin optique avec un angle d'environ 7° par rapport au front d'onde du faisceau incident. Cela explique que la courbe bleue mesurée soit plus haute que sur les résultats de simulations. Ce phénomène n'affecte cependant pas l'absorption par le bolomètre, car le signal détecté par le bolomètre correspond uniquement au rayonnement absorbé dans les dipôles.

Ces deux séries de mesures démontrent, pour conclure, que la technologie de cavité résonnante, permet à ces bolomètres d'atteindre des efficacités d'absorption du rayonnement très proches de 100% pour les deux technologies. Il faut souligner que ce résultat est primordial pour ce type de détecteur, dans la mesure où leur but est de détecter des signaux extrêmement faibles provenant des confins du milieu interstellaire, galactique et extragalactique.

4.6. CONCLUSION ET PERSPECTIVE POUR DE FUTURS DEVELOPPEMENTS

Dans ce chapitre, nous avons démontré les excellentes performances du Fabry-Perot à miroir de Bragg à balayage, et nous avons proposé un nouveau concept de Fabry-Perot très prometteur, le FP microstructuré.

Avec la mise en œuvre d'une instrumentation dédiée et la mise au point de protocoles et de méthodes d'analyse, combinant expérimentations et modèles numériques, nous avons approfondi la compréhension du comportement électromagnétique des réflecteurs de Bragg et des FP composé de ces miroirs. Nous avons ainsi pu comprendre l'origine de certains phénomènes spectraux que nous observions et ainsi optimiser nos prototypes, pour au final atteindre d'excellentes performances spectrales. Le FP de Bragg que nous avons conçu peut donc scanner une large gamme de longueur d'onde avec des efficacités avoisinant les 100% et des finesses entre 100 et 120 (FP-Br3). Ces performances dépassent la grande majorité des performances atteignables par les spectromètres aujourd'hui utilisés pour l'astronomie submillimétrique. La grande force de ce Fabry-Perot est que, même lorsque ses miroirs sont déformés, ses performances restent relativement bonnes (i.e. FP-Br1).

Au vu de ces résultats, nous pouvons conclure que ce spectromètre peut être utilisé en l'état sur le ciel. Mais avec notre expérience, certaines optimisations sont possibles et souhaitables. La première seraient de trouver un moyen balayer la cavité avec un système plus compact que nos moteurs piézoélectriques, et les micro-actionneurs de type MEMS semblent très adaptés pour cette application. Il serait aussi idéal de pouvoir remplacer la couche de vide par un autre matériau afin de rendre les miroirs plus robustes. Une des solutions seraient d'utiliser du silicium microstructuré, comme nous l'avons proposé dans le deuxième concept.

Le premier prototype de FP microstructuré, le FP158, bien que très novateur, a présenté un certain nombre de défauts structurels qui ne nous ont pas permis de valider le concept expérimentalement. La deuxième solution de FP microstructuré que j'ai proposé, corrigeant les défauts du FP158, est en cours de conception, et devraient voir le jour d'ici plusieurs mois.

Enfin, un grand pas vers le couplage spectromètre-bolomètre a été fait avec la validation des performances spectrales de B-BOP. Nous avons démontré expérimentalement que ces matrices de bolomètres absorbaient le rayonnement à plus de 90% sur la gamme spectrale visée, et ce à la fois pour les matrices à 100 μm et les matrices à 350 μm . Les voyants semblent donc au vert pour espérer voir d'ici quelques années un spectromètre de Fabry-Perot en silicium et des matrices de bolomètres B-BOP observer le ciel sur un observatoire. C'est donc l'objet de notre cinquième et dernier chapitre : quelles seraient les performances observationnelles de tels instruments ?

Chapitre 5 : Etude des performances observationnelles des instruments développés

Contenu

| | | |
|-------|---|-----|
| 5.1 | PERFORMANCES INSTRUMENTALES DE B-BOP | 164 |
| 5.1.1 | Réponse et sensibilité de B-BOP | 164 |
| 5.1.2 | Sensibilité au rayonnement polarisé..... | 168 |
| 5.2 | DESCRIPTION DU MODELE D'ESTIMATION DE LA SENSIBILITE | 168 |
| 5.2.1 | Mode d'observation..... | 169 |
| 5.2.2 | Calcul de la sensibilité..... | 170 |
| 5.3 | LES OBSERVATOIRES CIBLES..... | 173 |
| 5.3.1 | Le télescope APEX..... | 174 |
| 5.3.2 | Le projet AtLAST | 174 |
| 5.3.3 | La plateforme stratosphérique PILOT..... | 175 |
| 5.3.4 | Le télescope spatial SPICA..... | 176 |
| 5.3.5 | La probe-class mission SALTUS de la NASA..... | 176 |
| 5.3.6 | Résumé des caractéristiques des cinq observatoires | 177 |
| 5.3.7 | Les deux types de plans focaux étudiés | 178 |
| 5.3.8 | Conditions d'observation et signal de fond..... | 179 |
| 5.4 | ETUDE DES PERFORMANCES OBSERVATIONNELLES | 182 |
| 5.4.1 | Cas 1 : Le photo-polarimètre B-BOP..... | 182 |
| 5.4.2 | Cas 2 : FP-Br HR (+FP-Br on-chip) | 185 |
| 5.4.3 | Cas 3 : FP-Br MR on-chip uniquement..... | 190 |
| 5.5 | ETUDE COMPARATIVE | 193 |
| 5.5.1 | Comparaison avec les photo-polarimètre PILOT et HAWC+ | 193 |
| 5.5.2 | Comparaison avec les spectromètres d'HERSCHEL et de SOFIA | 194 |
| 5.5.3 | Vers des plan focaux multi-spectraux à matrices uniques | 197 |
| 5.6 | CONCLUSION DU CHAPITRE | 197 |

Nous avons, dans ce manuscrit, présenté plusieurs nouveaux concepts instrumentaux : détecteur et spectromètres, leurs caractéristiques, et les résultats de mesure de performances en laboratoire. Dans ce dernier chapitre, nous mettons en perspective ces développements en étudiant les caractéristiques de plusieurs instruments possibles composés du bolomètre de B-BOP et des spectromètres de Fabry-Perot à miroirs de Bragg étudiés dans ce manuscrit. Après avoir rappelé les principales figures de mérite permettant de caractériser la performance d'un instrument d'observation astronomique, nous étudions l'introduction de ces potentiels instruments sur différents types de télescopes en termes de sensibilité observationnelle. Nous comparons les performances obtenues avec ces instruments, entre eux, et avec celles d'instruments de référence ayant déjà observé le milieu interstellaire dans notre domaine de longueur d'onde.

5.1 PERFORMANCES INSTRUMENTALES DE B-BOP

Notre étude consiste à estimer les performances observationnelles de plusieurs instruments de photo-polarimétrie et de spectro-imagerie dans plusieurs conditions d'observation. Nous basons tous ces instruments conceptuels sur les bolomètres B-BOP présentés précédemment. Afin de déterminer les capacités de ces imageurs, il est nécessaire de connaître les performances de notre détecteur.

Un certain nombre de variantes différentes de matrices de B-BOP ont été conçues pour les premières caractérisations dans le but de déterminer en conditions réelles les paramètres optimaux sur un certain nombre de points comme le dopage, le nombre de clous soutenant les thermomètres, les courants de polarisation, etc. Dans cette section, nous résumons les premiers résultats de caractérisation obtenus sur les matrices présentant les meilleures configurations. Ces premiers résultats prouvent le bon fonctionnement du concept de matrice de bolomètres résistifs sensibles à la polarisation.

5.1.1 Réponse et sensibilité de B-BOP

Performances escomptées

Chaque pixel d'une matrice de B-BOP contient quatre bolomètres qui sont matérialisés par des spirales suspendues sur lesquelles sont déposés des réseaux d'absorbeurs. Comme nous l'avons vu précédemment, deux spirales supportent les absorbeurs verticaux, et les deux autres, les absorbeurs horizontaux. La particularité du bolomètre de B-BOP est la combinaison du thermomètre, de la résistance et de la fuite thermique dans un seul et même élément : la spirale en Si dopé. Cette configuration complexifie la modélisation thermoélectrique, et seules des simulations par éléments finis nous ont

permis à la fois de dimensionner les éléments du pixel et de caractériser ses performances.

La figure 5.1 affiche la réponse et la sensibilité théoriques d'une structure en spirale en fonction de la puissance absorbée, pour différents courants de polarisation.

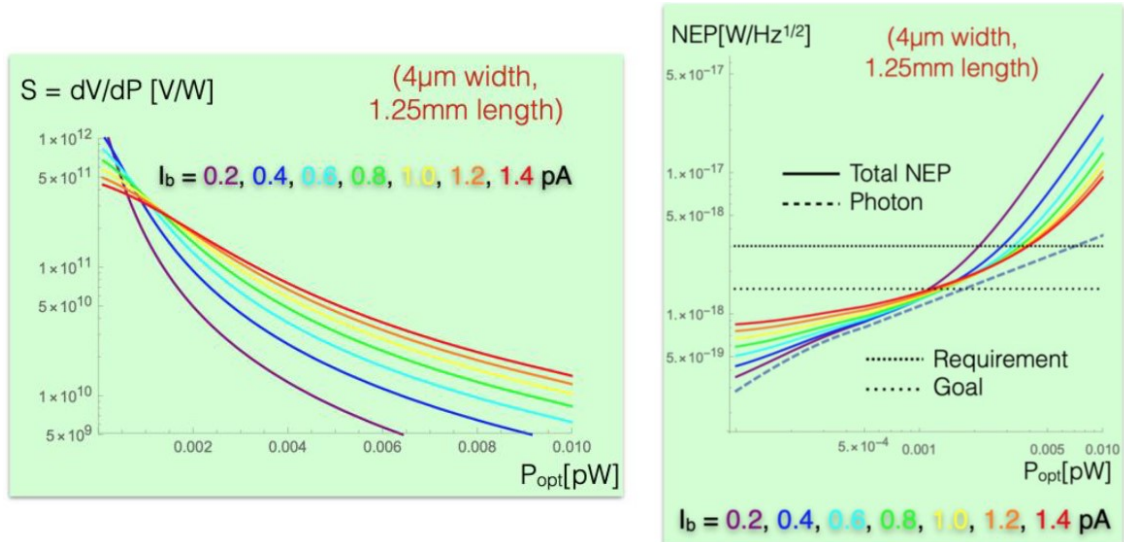


FIGURE 5.1 : Réponse et sensibilité simulées d'un pixel de B-BOP en fonction de la puissance optique déposée pour des courants de polarisation entre 0.2 et 1.4 pA.

Ce détecteur peut atteindre des réponses de quelques 10^{11} V/W, ce qui est environ 10 fois supérieur à la réponse des détecteurs de PACS. Du point de vue de la sensibilité, B-BOP peut théoriquement arriver à des NEP de l'ordre de 10^{-19} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ quand PACS plafonnait autour de 10^{-16} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Les variantes de détecteurs

Le temps nécessaire à la fabrication d'un batch de détecteurs est de l'ordre de 18 mois. Un grand nombre d'options étaient encore ouvertes au moment de la conception des matrices. Avec ce temps de cycle, une stratégie de développement « essai-erreur » est impensable. Le projet a donc procédé à l'introduction, dans les 24 wafers à disposition, des variantes, susceptibles d'être testées, retenues ou écartées, au fur et à mesure de leur évaluation fonctionnelle.

Au total, une centaine de variantes a été réalisée, avec par exemple des différences de dopage du silicium, des variations d'épaisseur du Ti/TiN des absorbeurs, des configurations en simple ou double pont de Wheastone, ou encore avec des spirales suspendues par 2 ou 3 clous. Compte tenu de cette stratégie de variations de multiples paramètres sur les différents échantillons, les seuls détecteurs sains, testables et stables électriquement comportaient un type d'absorbeur ne fournissant qu'une efficacité de 60%, alors que la configuration optimale permet d'atteindre plus de 90%, comme nous l'avons montré précédemment.

Performances mesurées

Les mesures des performances électriques des détecteurs de B-BOP ont été réalisées dans un cryostat photométrique à dilution permettant d'atteindre une température de 20 mK au niveau du détecteur. Il est composé d'un tube optique de 2.5 m de distance optique en haut duquel est installée une source ajustable émettant à $100 \mu\text{m}$ (cf. schéma et photo en figure 5.2). Cette source est composée de six anneaux concentriques se comportant comme des corps noirs à 29 K. En activant plus ou moins d'anneaux on peut ajuster la puissance envoyée sur le pixel de quelques fW jusqu'au pW. Un modulateur optique mécanique complète la source pour moduler le signal plus finement. En plus de différents filtres, le tube optique est également composé d'un polariseur motorisé qui permet d'ajuster l'angle de polarisation de la lumière sur 360° avec une précision inférieure au degré. Une description plus détaillée de ce banc de mesure se trouve en annexe C.

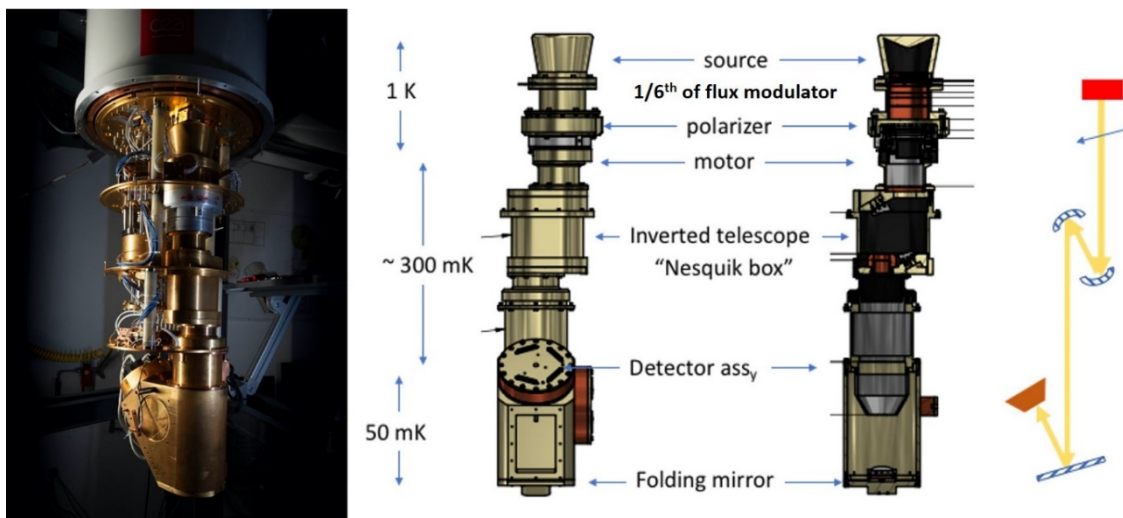


FIGURE 5.2 : Photo (à gauche), vue 3D (au centre) et schéma optique (à droite) du cryostat de caractérisation des performances des détecteurs bolométriques B-BOP.

Ce dispositif permet de réaliser l'ensemble des mesures de caractérisation des performances d'un détecteur cryogénique tel que B-BOP. Les résultats présentés ci-dessous proviennent des mesures réalisées sur la première série de prototypes fonctionnels de matrices de détecteurs fabriquées par le CEA/Leti. Ces mesures ont permis de confirmer le bon fonctionnement du concept, de comprendre le comportement précis de ces détecteurs et de cibler les points d'optimisation pour les futures matrices à fabriquer.

Les résultats présentés dans le tableau de la figure 5.3 sont ceux obtenus sur des composants présentant une absorption de 60%. Nous affichons également les valeurs estimées si l'absorption avait été optimale.

Les NEP associées aux bruits de Johnson et de phonon ont été déterminées à l'aide des valeurs de résistivité électrique, de température et de conductance thermique du détecteur.

| | Mesure ($\alpha = 60\%$) | Estimation ($\alpha \sim 90\%$) |
|---|----------------------------|-----------------------------------|
| Réponse à 100fW (V/W) | 6.10^{10} | $9.5.10^{10}$ |
| Réponse à 2fW (V/W) | 5.10^{11} | 8.10^{11} |
| Bruit du détecteur (V/ $\sqrt{\text{Hz}}$) | | 1.10^{-6} |
| NEP _{Phonon} (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$) | | $\sim 7.10^{-20}$ |
| NEP _{Johnson} (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$) | | $\sim 2.10^{-19}$ |
| NEP _{det} (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$) | 2.10^{-18} | $1.4.10^{-18}$ |

FIGURE 5.3 : Tableau récapitulatif des performances mesurées (à 60% d'absorption) et estimées (pour 90% d'absorption) des pixels de B-BOP.

Le bruit du détecteur (figure 5.4) été mesuré à une fréquence de 1 Hz avec une méthode de réduction de bruit basse fréquence appelée double échantillonnage corrélé (CDS). Le CDS est une mesure différentielle (temporelle) qui consiste à soustraire la tension de référence du pixel (c'est-à-dire sa tension après réinitialisation) de la tension du signal. Cela a permis au final d'atteindre un bruit de l'ordre 1.10^{-6} V/ $\sqrt{\text{Hz}}$. La NEP détecteur associée est de 2.10^{-18} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$, et on estime pouvoir atteindre $1.4.10^{-18}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ avec des absorbeurs optimisés.

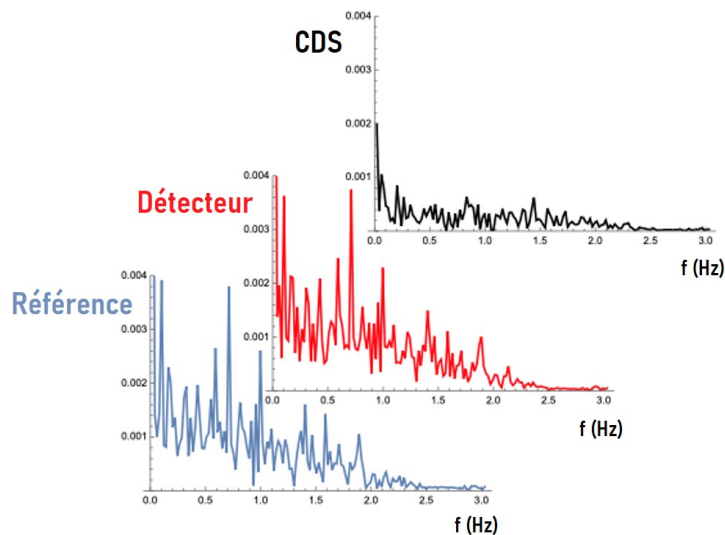


FIGURE 5.4 : Mesures de bruit d'un pixel de B-BOP par la méthode CDS. Nous mesurons alternativement à l'entrée du transistor le signal du détecteur et un signal de référence très stable (à faible impédance). Cela permet d'éliminer le bruit à basse fréquence.

Ces résultats confirment le bon fonctionnement de ce nouveau type de bolomètre, et correspondent aux exigences de sensibilité initiales de la mission SPICA pour laquelle ce détecteur avait été proposé.

5.1.2 Sensibilité au rayonnement polarisé

La grande innovation de ce bolomètre est l'intégration au sein du pixel de la capacité polarimétrique. Lorsqu'un signal polarisé arrive à la surface du détecteur, les dipôles n'absorbent pas la même quantité du rayonnement selon leur orientation. Les thermomètres qui supportent ces absorbeurs ne subissent donc pas la même élévation de température, et on mesure alors ce déséquilibre optique en mesurant la différence de potentiel de chaque côté du pont de Wheatstone du bolomètre.

La figure 5.5 présente la mesure de ce déséquilibre en fonction de l'angle du polariseur, réalisée pour deux types de thermomètres : avec des absorbeurs horizontaux et à 45°.

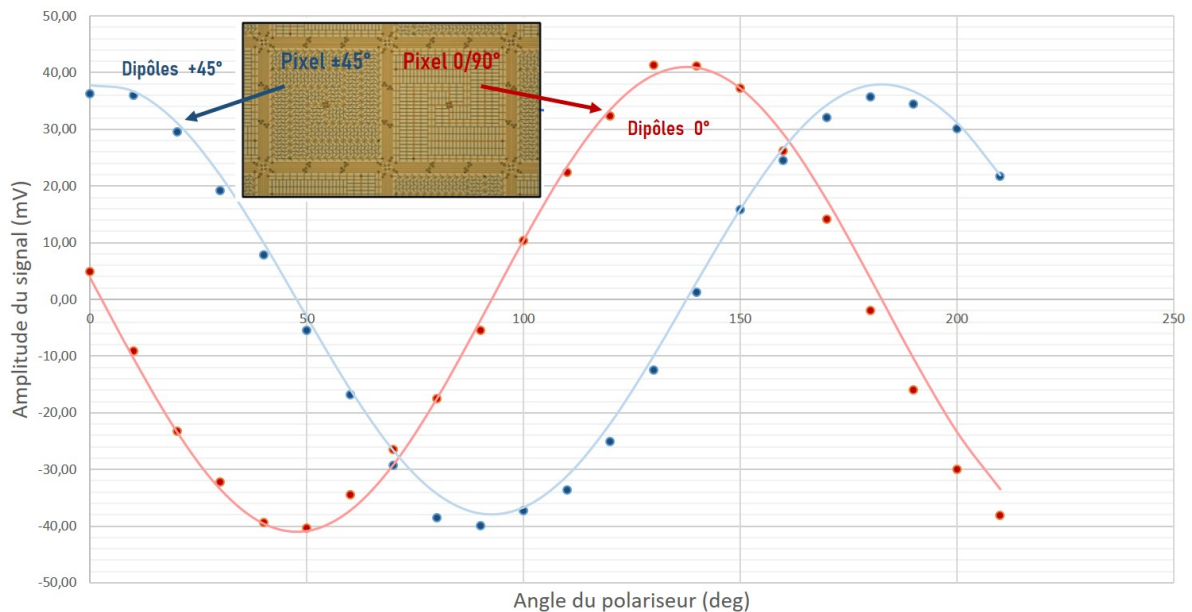


FIGURE 5.5 : Mesure du déséquilibre de deux détecteurs adjacents (0° et 45° d'orientation des dipôles) en fonction de l'angle du polariseur motorisé. Des courbes sinusoidales ont été affichées pour comparaison.

Comme on s'y attend, les signaux des deux détecteurs dépendent de l'orientation du polariseur. Les maxima des réponses des absorbeurs horizontaux sont décalés de 45° des maxima des absorbeurs à 45°. La forme du signal en fonction de la polarisation de la lumière n'est cependant pas exactement sinusoidale. Cela est dû au fait que cette réponse est liée à la variation non linéaire de la résistance en fonction de la température dictée par la loi d'Efros (relation (2.17)).

Le détail complet des résultats de caractérisation des bolomètres B-BOP a été présenté en conférence en 2024 et feront l'objet d'une future publication par L. Rodriguez.

5.2 DESCRIPTION DU MODELE D'ESTIMATION DE LA SENSIBILITE

Avec les résultats de performances des bolomètres B-BOP que nous avons démontrées, combinées avec les performances spectrales de nos Fabry-Perot, nous pouvons

maintenant étudier les performances que l'on obtiendrait avec ce type de détecteur et de spectromètre intégrés dans un instrument sur un télescope. Nous avons repris et adapté un modèle numérique initialement développé par M. Sauvage et V. Revéret, permettant de calculer le flux minimal détectable en observant une source astrophysique sur une aire du ciel donnée, pendant un temps défini, et pour un rapport signal sur bruit fixé.

5.2.1 Mode d'observation

B-BOP est un instrument qui a été développé pour cartographier des zones du ciel bien plus grandes que son champ de vue intrinsèque qui est de l'ordre de quelques minutes d'arc suivant l'observatoire sur lequel on prévoit de l'installer. Un mode d'observation couramment utilisé pour obtenir de grands champs consiste à balayer le ciel le long d'une grille en mode « boustrophédon » tel que représenté sur la figure 5.6 (ce mode est également appelé « on-the-fly » dans quelques observatoires).

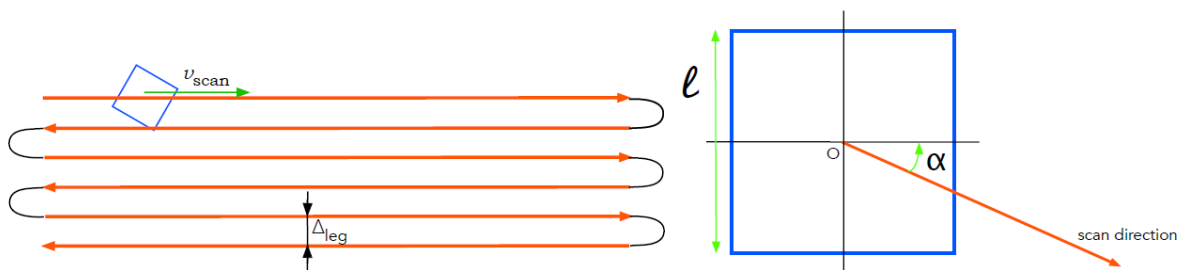


FIGURE 5.6 : Explication schématique du balayage du ciel par une matrice de détecteurs en mode boustrophédon. Les lignes rouges représentent le trajet du télescope sur le ciel. Δ_{leg} est la séparation angulaire entre deux scans et permet de définir la proportion de chevauchement d'un scan sur l'autre.

Ce balayage est généralement assuré par le satellite ou l'observatoire qui effectue ces allers-retours, qui sont constitués de longs « scans » (*legs*) et de petits déplacements orthogonaux à la direction principale. Le balayage est à vitesse constante suivant l'axe des scans. Les phases de passage d'un scan à l'autre connaissent quant à elles des accélérations et décélérations importantes. Le modèle tient compte du temps passé pour ces manœuvres. La vitesse typique de balayage que nous avons fixée est de 30 arcsec/s. Cette valeur est très conservative par rapport aux capacités actuelles des télescopes. Certains des observatoires étudiés ont des capacités supérieures à cette vitesse mais nous avons choisi une vitesse de balayage unique pour tous les observatoires étudiés. Elle tient compte notamment de la constante de temps des détecteurs, estimée autour de 20 Hz.

Lors des différents allers et retours il y existe un chevauchement de la zone cartographiée, défini par Δ_{leg} . Si ce chevauchement est très petit par rapport au champ de vue du plan focal, l'impact sur le temps total d'observation pour une zone donnée

est important. Il est cependant classique, notamment pour les observations depuis le sol, d'utiliser des valeurs de Δ_{leg} de l'ordre de quelques pixels, afin de s'affranchir au mieux des bruits basses fréquences dus à l'atmosphère, ainsi que le bruit en $1/f$ résiduel de la chaîne de détection. La surface de chevauchement est donc un paramètre ajustable suivant le type d'observation souhaitée. Si on souhaite observer une grande zone et que la sensibilité instantanée de l'instrument n'est pas limitante par rapport à l'objet observé, on peut limiter les zones de chevauchement et donc maximiser Δ_{leg} . En revanche, pour atteindre des sensibilités élevées sur une zone donnée, on pourra maximiser la superposition des scans, et ainsi réduire Δ_{leg} . Dans tous les calculs que nous présentons dans la suite de ce chapitre, nous avons obtenu des efficacités de scan entre 70 et 80%, c'est-à-dire un chevauchement des scans entre 10 et 15%.

5.2.2 Calcul de la sensibilité

Les astronomes souhaitent savoir, pour une source donnée, en combien de temps ils pourront la détecter avec un SNR suffisant. On peut décrire ce SNR pour la puissance incidente par le rapport entre cette puissance et la NEP totale en un temps donné:

$$SNR = \frac{P_{inc}}{NEP_{tot}} \sqrt{2T_{obs}} \quad (5.1)$$

Cependant, le SNR que nous recherchons est celui de la puissance de la source P_s , or $P_{inc} = P_s + P_b$ avec P_b , la puissance du fond. On cherche ainsi le rapport $\frac{P_s}{\sigma_{inc}}$, où σ_{inc} peut être défini comme le niveau de bruit associé à la mesure : $\sigma_{inc} = \frac{NEP_{tot}}{\sqrt{2T_{obs}}}$.

NEP_{tot} est la puissance équivalente de bruit totale du système, qui prend en compte la NEP du détecteur ainsi que la NEP correspondante à toutes les contributions thermiques (à la fois des optiques et du fond) incidentes sur chacun des quatre détecteurs du pixel. Nous détaillerons dans ce qui suit chacune de ces contributions thermiques.

$$NEP_{tot} = \sqrt{NEP_{tot}^2 + 4 \times \sum NEP_{therm}^2} \quad (5.2)$$

A partir de là, il faut différencier les calculs pour deux cas de figures différents : le cas des sources étendues et le cas des sources ponctuelles.

Cas des sources étendues

Lorsque la cible est une source étendue, nous devons calculer une limite de luminosité de surface. Un flux par pixel étant déjà une luminosité de surface, à partir de l'expression 5.1, il suffit de diviser par ω_{pix} , l'angle solide du pixel dans la bande étudiée pour obtenir des quantités dans des unités familières à un observateur. Comme nous l'avons mentionné au début, nous considérons que l'utilisateur fournit un SNR (snr) qui

fait référence à un état de mesure post-photométrique des données, ce qui, dans le cas d'une source étendue, correspond à une soustraction de l'arrière-plan. Comme le bruit contribue à la fois à la détermination de l'arrière-plan et à la détermination de la source, cela signifie que le SNR au niveau du pixel doit être $\sqrt{2}$ plus élevé, nous pouvons donc écrire que :

$$\frac{P_s}{\sigma_{inc}} = snr \sqrt{2} \quad (5.3)$$

Pour convertir une puissance absorbée par un pixel en une densité spectrale de puissance illuminant ce pixel, nous devons prendre en compte les paramètres de l'observation, c'est-à-dire :

- La bande de fréquence observée $\Delta\nu$.
- La surface collectrice du télescope $S_{tel} = \frac{\pi D^2}{4}$.
- La transmission du système optique T_{opt} .

On a alors le flux limitant (que l'on peut aussi noter NEFD pour *Noise Equivalent Flux Density*) exprimé en $W.m^{-2}.Hz^{-1}.sr^{-1}$ et que l'on exprimera dans la suite en MJy/sr ($1Jy = 10^{-26} W.m^{-2}.Hz^{-1}$).

$$f_{\nu/ES} = snr \frac{NEP_{tot}}{S_{tel}\omega_{pix}\Delta\nu T_{opt}\sqrt{T_{obs}}} \quad (5.4)$$

Avec snr , le rapport signal à bruit souhaité par l'observateur.

Cas des sources ponctuelles

On considère que la photométrie des sources ponctuelles est effectuée en utilisant une ouverture qui couvre un nombre donné N_{Aper} de pixels, et qu'à l'intérieur de cette ouverture, la puissance de la source est uniformément distribuée. On calcule alors la somme du flux reçu par ces pixels. Le snr est alors divisé d'un facteur $\sqrt{N_{Aper}}$:

$$\frac{P_s}{\sigma_{inc}} = (snr) \sqrt{\frac{2}{N_{Aper}}} \quad (5.5)$$

À partir de cette puissance de la source par pixel, nous obtenons la puissance de la source par un certain nombre de transformations. Tout d'abord, nous la multiplions par le nombre de pixels dans l'ouverture, N_{Aper} . Ensuite, nous tenons compte du fait que seule une fraction de la puissance totale de la source ponctuelle se trouve dans cette ouverture, nous devons donc diviser par la fraction de la puissance totale dans l'ouverture, notée EEF_{Aper} (la fraction d'énergie encerclée). On effectue enfin la même transformation que pour les sources étendues pour obtenir la NEFD :

$$f_{v/PS} = snr \frac{NEP_{tot}}{S_{tel} \omega_{pix} \Delta \nu T_{opt} \sqrt{T_{obs}}} \frac{\sqrt{N_{Aper}}}{EEF_{Aper}} \quad (5.6)$$

Ce flux limite est exprimé en $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ou en Jy.

Etude de la sensibilité à la polarisation

B-BOP est un instrument dont les pixels sont sensibles à la polarisation. On peut, de la même manière que précédemment, calculer la sensibilité de notre instrument à une source partiellement polarisée. Ce cas est cependant différent de ce que l'on vient de décrire dans la mesure où l'on cherche à connaître ici à partir de quel flux nous sommes capables de détecter la fraction polarisée du signal à un SNR donné. Ce SNR, défini dans la relation (5.1), peut être écrit :

$$snr_p = \frac{p}{\sigma_p} \quad (5.7)$$

où p est la fraction de la puissance de la source polarisée linéairement, et σ_p est le niveau de bruit lié à la mesure de la polarisation.

Un deuxième paramètre nécessaire à l'estimation de la sensibilité est le temps passé sur un point donné du ciel, le temps d'intégration. Dans le cas d'une mesure ciblant les paramètres de polarisation, nous devons nous rappeler que nous avons dans chaque matrice deux types de pixels, chacun mesurant la proportion de puissance entrante absorbée par deux réseaux de dipôles, orientés à $0/90^\circ$ dans un pixel, et à $\pm 45^\circ$ dans le pixel adjacent. La dérivation des paramètres de polarisation nécessite une mesure du même point du ciel par les deux types de pixels. Cela signifie que le temps effectif sur la source pour la mesure de la polarisation par type de pixel, est égal à la moitié du temps total sur la source :

$$T_{obs}^p = \frac{T_{obs}}{2} \quad (5.8)$$

Enfin, contrairement à d'autres instruments utilisant des lames polarisantes pour détecter la polarisation et qui donc ne transmettent que la moitié du signal sur le détecteur, les pixels de B-BOP sont structurés de sorte à ce que chacun des quatre réseaux de dipôles détecte la moitié d'un signal polarisé. Les dipôles orientés dans un sens détectent ainsi au maximum la moitié du signal incident, mais sur tout l'angle solide du pixel. En combinant, tous les dipôles, la totalité du signal est absorbée.

La difficulté dans ce cas d'étude est de relier snr_p au SNR total du système de détection afin de déterminer le flux limite. En détaillant la puissance absorbée par chaque type de dipôle ainsi que les puissances de la source et du fond, on peut approximer que :

$$P_s = \sqrt{2} snr_p \sigma^p \sqrt{2 + \frac{1}{p^2}} \quad (5.9)$$

Le détail du calcul permettant d'arriver à cette expression est détaillé en annexe D.

Où on note σ^p les fluctuations de la polarisation, quelle que soit la direction, de la puissance incidente. Cette équation montre que pour une observation donnée (définissant la grandeur σ^p), la fraction de polarisation a un impact sur la limite de flux : plus la fraction de polarisation est faible et plus la limite de flux est élevée pour un SNR donné (ce qui est attendu). La présence du chiffre 2 dans la racine carrée à côté de la fraction de polarisation traduit le fait que nous avons une équation sur la puissance de la source, qui résulte d'une soustraction de la puissance de l'arrière-plan.

Pour conclure, pour obtenir les équations de puissance absorbée et de flux limitant développées précédemment, pour le cas de la polarisation, le SNR recherché devient :

$$snr = snr_p \sqrt{2} \sqrt{2 + \frac{1}{p^2}} \quad (5.10)$$

Etude spectroscopique

L'étude de la NEFD pour des mesures spectroscopiques revient simplement à réduire la largeur de la bande passante du détecteur à la taille de la largeur à mi-hauteur du pic de transmission du spectromètre. Nous avons dans cette thèse démontré le bon fonctionnement d'un spectromètre de Fabry-Perot à cavité variable et proposé une nouvelle solution pour un Fabry-Perot multi-bande fixe. Nous pouvons ainsi étudier les performances en sensibilité d'instruments intégrant ce type de Fabry-Perot pour différents pouvoirs de résolution.

5.3 LES OBSERVATOIRES CIBLES

Nous avons choisi d'étudier l'installation d'un spectro-photo-polarimètre sur plusieurs observatoires de différents types :

- Deux télescopes au sol, APEX et AtLAST.
- Une plateforme ballon de type PILOT (ou Co-PILOT).
- Deux observatoires spatiaux, la mission SPICA et la mission SALTUS.

Commençons par présenter chacun de ces cinq observatoires ayant des statuts différents : en opération pour APEX, mission terminée pour PILOT, projets en cours de construction/sélection pour SALTUS et AtLAST, ou encore projet de mission non retenue pour SPICA.

5.3.1 Le télescope APEX

APEX, pour *Atacama Pathfinder Experiment* a été rapidement introduit dans le chapitre 2. C'est un télescope de 12 m dans le submillimétrique et le millimétrique installé au Chili sur le plateau Chajnantor à 5100 m d'altitude depuis plus de 18 ans, et résulte de la collaboration entre différents partenaires européens et chiliens. Il est notamment équipé depuis 2013 d'une caméra bolométrique nommée ArTéMiS (Revéret, et al., 2014), dont les détecteurs sont les mêmes que ceux de l'instrument PACS/Herschel. Le plan focal de cette caméra possède deux bandes d'observation sur lesquelles nous basons notre étude : 350 et 450 μm . Le site permet aussi d'accéder à la bande 200 μm lorsque la quantité de vapeur d'eau est très faible ($\text{pww} < 0.3\text{mm}$). Même si ArTéMiS ne possède pas de plan focal à 200 μm pour l'instant, nous choisissons de l'inclure dans notre étude en vue d'une éventuelle mise à jour de l'instrument.

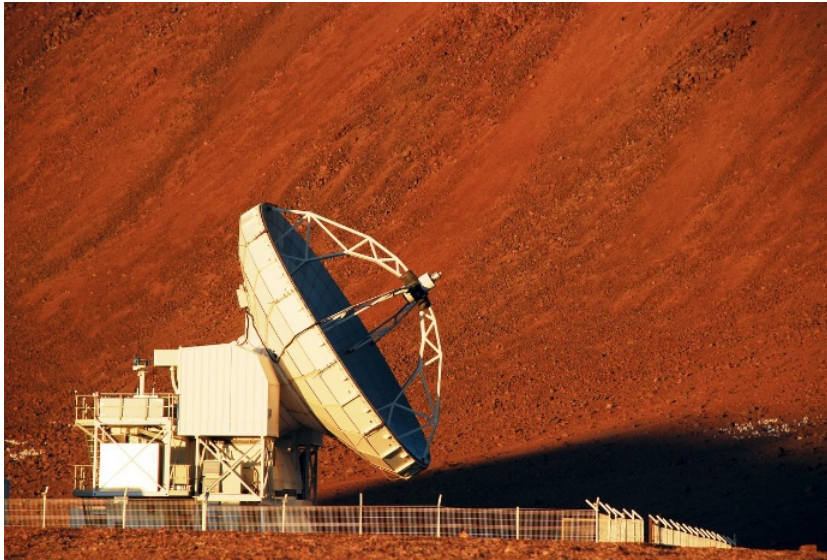


FIGURE 5.7 : Photo du télescope APEX et son miroir primaire de 12 m, installé dans le désert d'Atacama au Chili.

5.3.2 Le projet AtLAST

AtLAST (Atacama Large Aperture Submillimeter Telescope) est un projet de télescope de 50 m de diamètre, prévu pour être également installé dans le désert d'Atacama au Chili, proche des télescopes APEX et ALMA. Son design optique le destine à observer dans la gamme 300 μm - 3 mm avec un champ de vue maximal de 2° , et des vitesses de scan avoisinant les 180 $''/\text{s}$ (Mroczkowski, et al., 2024). Pour notre application, uniquement pour l'intérêt de la comparaison avec APEX et les autres télescopes, et dans la mesure où AtLAST n'en est qu'à la phase de pré-projet, nous prenons la liberté d'étudier aussi la bande à 200 μm , bien qu'AtLAST ne soit pour le moment pas conçu pour.

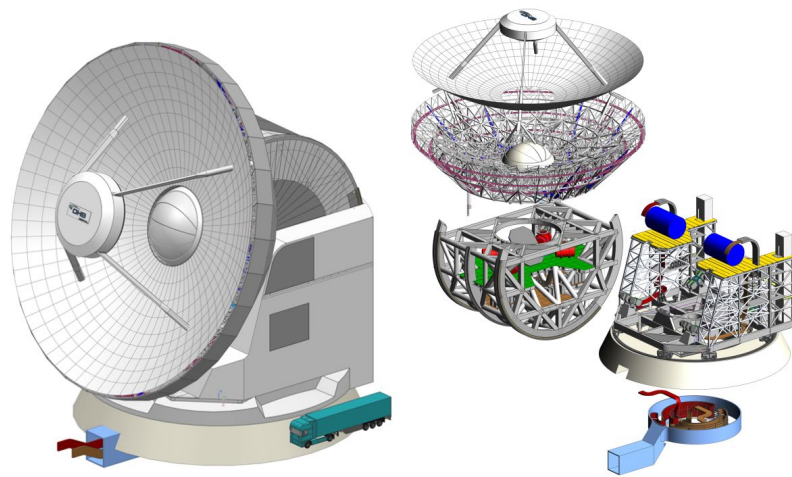


FIGURE 5.8 : Design 3D du télescope AtLAST avec son miroir de 50 m (tiré de Mroczkowski et al, 2024).

5.3.3 La plateforme stratosphérique PILOT

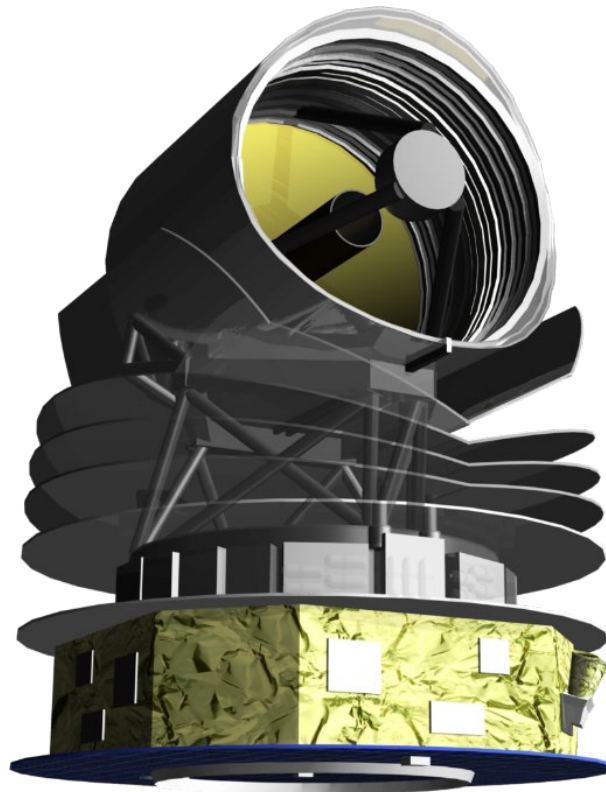
PILOT, que nous avons également déjà évoqué à plusieurs reprises dans ce manuscrit, est un ballon stratosphérique dont la plateforme accueille un télescope de près de 1 m de diamètre non refroidi. Ce télescope développé par le CNES a effectué trois vols entre 20 et 30 d'heures au-dessus de Timmins au Canada et de Alice Springs en Australie. Il était équipé d'une caméra comportant deux plans focaux de bolomètres et d'un polariseur afin d'étudier la polarisation du milieu interstellaire. Il était initialement prévu que PILOT observe dans les bandes 240 μm et 550 μm , mais seule la bande 240 μm a été opérationnelle. Pour notre étude, nous allons calculer les performances de nos spectro-photo-polarimètres sur PILOT sur les 3 bandes de 200 à 450 μm .



FIGURE 5.9 : Photo de PILOT sur l'aire de lancement avant un décollage.

5.3.4 Le télescope spatial SPICA

L'observatoire SPICA était une mission en lice pour la sélection de la cinquième mission de classe M de l'Agence Spatiale Européenne. Elle prévoyait d'embarquer la caméra B-BOP dont nous avons présenté les détecteurs bolométriques avec détail dans ce manuscrit. Ce projet de télescope, muni d'un miroir primaire de 1.8 m (2.5 m avant réduction), refroidi à 8 K, comportait deux spectromètres en plus de B-BOP : SAFARI, dans l'infrarouge lointain, développé par le SRON, et SMI, dans l'infrarouge moyen développé par l'Agence Spatiale Japonaise.



JAXA / SPICA Team

FIGURE 5.10 : Image 3D de l'observatoire SPICA.

5.3.5 La probe-class mission SALTUS de la NASA

SALTUS (Single Aperture Large Telescope for Universe Studies) est un projet de télescope spatial proposé pour la sélection des futures missions de la NASA (« NASA Astrophysics Probe Explorer »), pour l'horizon 2030. La grande innovation de ce télescope est son miroir gonflable de 14 m, refroidi autour de 40 K. Cette technologie de miroir a déjà été démontrée à la fin des années 1990 avec notamment l'expérience IAE (*Inflatable Antenna Experiment*) déployée en 1996 depuis une navette spatiale STS (Freeland, et al., 1997). SALTUS sera composé pour le moment de deux instruments d'observation : SAFARI-Lite une adaptation de SAFARI sur SPICA, et un spectromètre hétérodyne HiRX. Une place est prévue pour un troisième instrument, un imageur pour

le pointage du satellite ou bien un instrument invité (potentiellement un imageur polarimètre...).



FIGURE 5.11 : Représentation du télescope spatial SALTUS.

5.3.6 Résumé des caractéristiques des cinq observatoires

| | SPICA | Pilot / Co-Pilot | APEX | Saltus | AtLAST |
|---------------------------|----------------------|-------------------------|---------------------|----------------------|---------------------|
| Type | Observatoire spatial | Plateforme ballon | Observatoire au sol | Observatoire spatial | Observatoire au sol |
| Taille du M1 (m) | 1.8 | 0.83 | 12 | 14 | 50 |
| Température du M1 (K)* | 8 | 230 | Ambiante | 45 | Ambiante |
| Bandes d'observation (μm) | 70, 200, 350 | 240, 550 | 200-2000 | 34-250 | 300- 3000 |

* A l'exception de PILOT, tous ces télescopes possèdent un M2 à la même température que le M1. Le M2 de PILOT est lui intégré dans l'optique refroidie de la plateforme.

FIGURE 5.12 : Tableau résumant les caractéristiques utiles pour notre étude des cinq observatoires.

Il est important de noter que les caractéristiques techniques des observatoires modélisés (notamment le nombre d'optiques intermédiaires ou la transmission de la chaîne optique) sont simplifiées par rapport aux caractéristiques réelles. Par ailleurs, les observatoires SALTUS et AtLAST sont encore en phase de projet, et certaines caractéristiques ne sont, soit pas encore définies, soit pas disponibles, ou encore susceptibles de changer. Il faut donc prendre les résultats présentés ci-dessous comme des indicateurs de performances servant à titre de comparaison instrumentale et non comme les performances officielles de ces observatoires.

5.3.7 Les deux types de plans focaux étudiés

Dans ce travail d'analyse des performances observationnelles et de comparaison, nous avons décidé de choisir les cinq observatoires que nous venons de présenter, deux satellites, un ballon stratosphérique et deux télescopes au sol.

Pour le cas spatial, afin que les comparaisons soient pertinentes, nous avons décidé d'utiliser les caractéristiques du plan focal de la caméra B-BOP, qui avait été développée par nos équipes pour l'observatoire SPICA. Cette caméra comportait trois types de matrices de bolomètres polarimétriques, couvrant trois bandes spectrales différentes :

- 4 matrices de 16x16 pixels de 750 μm dans la bande 70 μm .
- 1 matrice de 16x16 pixels de 750 μm dans la bande 200 μm .
- 1 matrice de 8x8 pixels de 1.5 mm dans la bande 300 μm .

Le détail de la caméra modélisée et son plan focal sont présentés en figure 5.13.

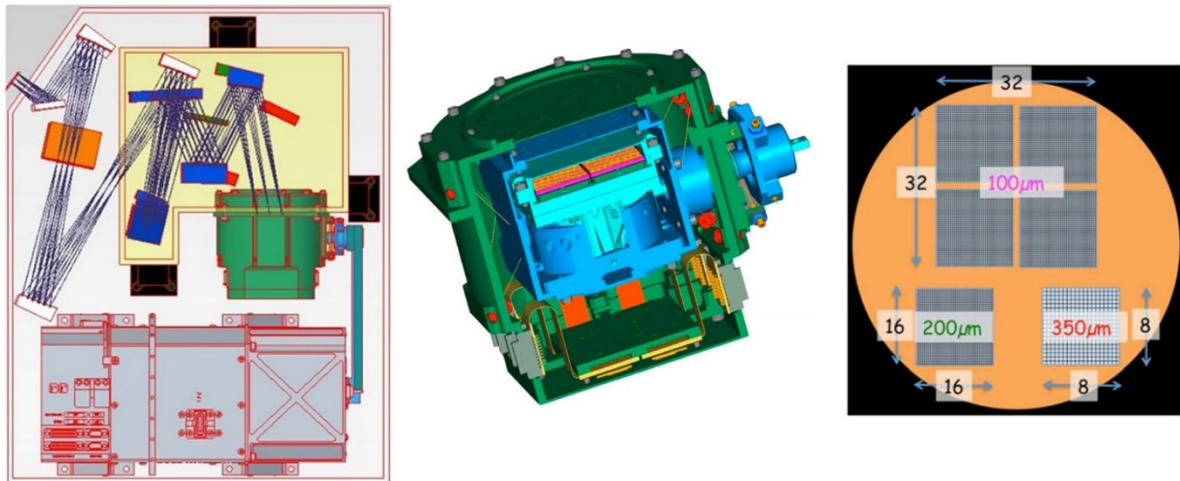


FIGURE 5.13 : L'instrument B-BOP prévu pour SPICA. Vu en coupe 3D de l'instrument complet (à gauche), vue 3D de la caméra B-BOP (au centre) et vue de la disposition des matrices de bolomètres sur le plan focal (à droite).

Pour le ballon stratosphérique et les télescopes au sol, nous avons choisi d'étudier les bandes 200 μm , 350 μm et 450 μm qui correspondent aux bandes de transmission atmosphériques d'intérêt et couramment utilisées dans la gamme submillimétrique. Nous avons choisi d'utiliser les mêmes caractéristiques que la caméra ArTéMis sur APEX, également développée et opérée par notre équipe. Cette caméra est composée des mêmes matrices de bolomètres que celles de l'instrument PACS. Sur ArTéMis, les bandes 350 et 450 μm contenaient 2x4 matrices de 16x16 pixels, et la bande 200 μm en prévoyait 2 de 16x16 pixels (elle n'a pas pu être mise en œuvre). Les bolomètres polarimétriques contiennent aujourd'hui 4 bolomètres dans chaque pixel. Bien que cela les rende extrêmement performants, cela complexifie aussi la manière de les connecter à l'électronique de lecture et contraint leur agencement sur un plan focal. Ainsi, un

scénario crédible pour les trois bandes serait de disposer 2x2 matrices de bolomètres pour chacune.

Nous résumons les bandes spectrales et le nombre de matrice par bande pour les télescopes étudiés dans les tableaux ci-dessous en figures 5.14 et 5.15.

| Bandes | 70 μm | 200 μm | 350 μm |
|-------------------------|---------------------|--------------------|--------------------|
| $\Delta\lambda/\lambda$ | | 0.5 | |
| Taille des pixels | 750 μm | 750 μm | 1500 μm |
| Taille du plan focal | 4 matrices de 16x16 | 1 matrice de 16x16 | 1 matrice de 8x8 |

FIGURE 5.14 : Tableau récapitulatif du plan focal pour les deux télescopes spatiaux étudiés.

| Bandes | 200 μm | 350 μm | 450 μm |
|-------------------------|---------------------|--------------------|--------------------|
| $\Delta\lambda/\lambda$ | 0.05 | 0.17 | 0.17 |
| Taille des pixels | 750 μm | 1500 μm | 1500 μm |
| Taille du plan focal | 4 matrices de 16x16 | 4 matrices de 8x8 | 4 matrices de 8x8 |

FIGURE 5.15 : Tableau récapitulatif du plan focal pour les deux télescopes au sol et le ballon stratosphérique.

Dans notre modèle, nous prenons en compte les composants structurels de la caméra car ils contribuent au bruit de fond incident sur le détecteur et donc à la NEP totale :

- Les éléments optiques à 1,8 K (miroirs et miroirs dichroïques). Nous considérons qu'il y a en moyenne 5 surfaces optiques sur le chemin de chaque bande. Nous attribuons à chacune d'entre elles une émissivité de 3%, et considérons que la transmission optique globale est de 0,5.
- Les miroirs de l'optique d'entrée à 4,8 K. De même, nous considérons qu'il y a 7 surfaces optiques dans cette optique d'entrée, et nous utilisons la même émissivité et la même transmission optique que ci-dessus.

5.3.8 Conditions d'observation et signal de fond

En plus des optiques de la caméra et des miroirs du télescope, nous avons évoqué plus haut que les émissions thermiques du fond du ciel étaient à prendre en compte dans le calcul de la sensibilité de nos instruments (sol et ballon).

Nous nous plaçons dans trois environnements d'observation différents, au sol, dans l'espace et à environ 40 km d'altitude. Ces conditions différentes doivent évidemment être considérées dans le modèle.

Tout d'abord, l'atmosphère joue un gros rôle perturbateur lorsque l'on observe depuis le sol. Pour les cas d'APEX et d'AtLAST, nous avons pris en compte la transmission atmosphérique sur le plateau de Chajnantor au Chili pour un PWV de 0.5 mm, fournit par le site internet du télescope APEX (cf. figure 5.16)

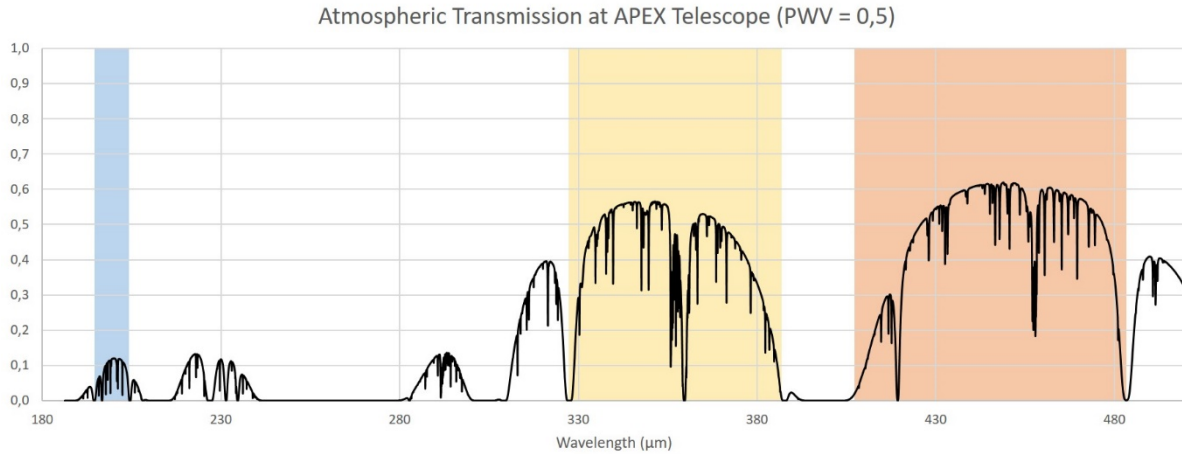


FIGURE 5.16 : Transmission atmosphérique sur le plateau de Chajnantor pour un PWV de 0.5 mm. Nous avons surligné les trois bandes d'intérêt disponible pour notre étude.

En plus de limiter la transmission du flux, l'atmosphère émet un rayonnement de corps gris à environ 270 K que l'on prend en compte dans la NEP totale.

Pour le cas particulier du ballon stratosphérique PILOT, comme la transmission atmosphérique fluctue entre 95 et 100% dans les trois bandes que nous étudions, nous n'avons pas pris en compte l'atmosphère dans les modèles de sensibilité avec ce télescope.

Tous ces observatoires sont également soumis à un bruit de fond provenant de différents phénomènes astrophysiques :

- La lumière Zodiacale, modélisée dans nos longueurs d'onde comme un corps gris à 265 K avec une émissivité de 10^{-7} . Ce fond correspond au rayonnement causé par la diffusion de la lumière solaire par des particules de poussière interplanétaire présentes dans le système solaire.
- Le CIB, le fond infrarouge cosmique, modélisé par un rayonnement de corps gris à 30 K et une émissivité de $2.25 \cdot 10^{-6}$. C'est le rayonnement infrarouge diffus provenant de l'ensemble des sources non résolues de l'Univers.
- Le CMB, le fond diffus cosmologique, modélisé comme un corps noir parfait à 2.725 K.

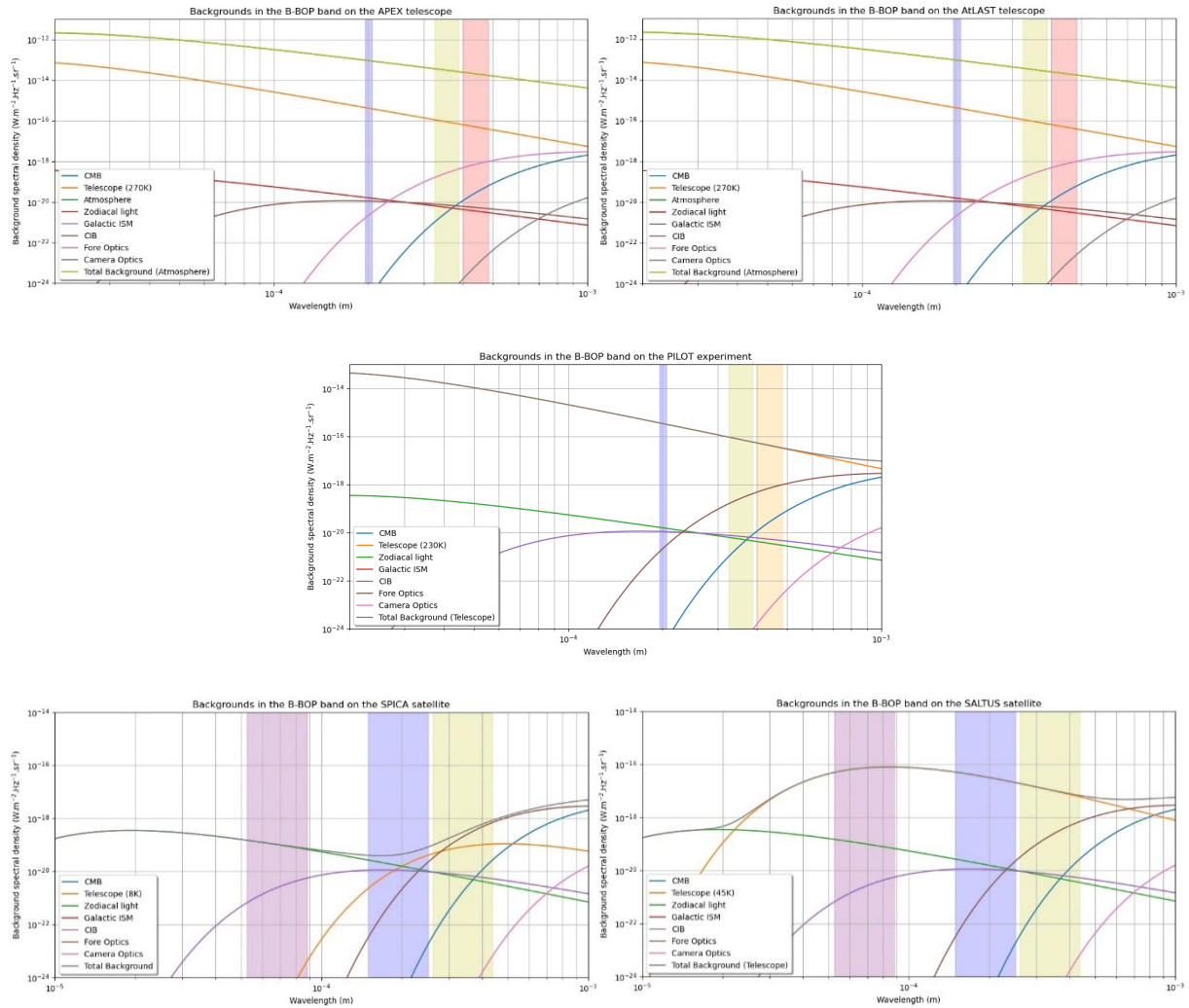


FIGURE 5.17 : Densités spectrales de puissances du fond reçues par chacun des cinq télescopes. Le fond est dominé par l'atmosphère pour les deux télescopes au sol, et par l'émission du miroir primaire lorsqu'il n'est pas refroidi pour les trois autres.

Le signal de fond reçu par les télescopes terrestres APEX et AtLAST est largement dominé par l'émission de l'atmosphère. Cette émission, qui contribue à plus de deux ordres de grandeur de plus que celle du télescope à température ambiante, est l'élément principal limitant la sensibilité du détecteur et donc sa capacité à détecter des sources de faible luminosité. Pour les observations depuis le sol, sur un même site, la charge thermique est par ailleurs la même quelle que soit la taille du miroir si on adapte l'échantillonnage du plan focal à la limite de diffraction du télescope.

La plateforme PILOT s'affranchissant quant à elle de la quasi intégralité de l'atmosphère (la totalité dans notre modèle), le bruit de fond limitant est alors dû à son miroir primaire qui n'est que très peu refroidi en comparaison aux télescopes spatiaux.

Pour le cas des télescopes spatiaux SPICA et SALTUS, le fond dominant est bien plus faible que celui des observatoires terrestres, et dépend alors quasiment uniquement de la température du télescope. SALTUS refroidi à 45 K n'est pas encore suffisamment froid pour que la puissance thermique émise par son miroir primaire descende sous

celle de la lumière zodiacale et du milieu interstellaire. Le miroir primaire de SPICA, refroidi à 8 K, n'est plus le facteur limitant du bruit de fond (à l'exception d'une courte bande entre 200 et 300 μm). On s'attend alors à la meilleure sensibilité.

Il faut noter que la caméra B-BOP a été développée pour l'observatoire SPICA, celui entre tous les télescopes étudiés collectant le moins de puissance parasite. Les performances de cet instrument sont donc adaptées à ce télescope et il serait en pratique impensable de l'utiliser tel quel, avec une telle sensibilité ($\text{NEP}_{\text{det}} = 1.4 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$) sur des observatoires fournissant au plan focal des densités spectrales de puissance de fond 2 à 3 ordres de grandeur au-dessus, comme c'est le cas pour les télescopes au sol ou PILOT. Le détecteur en plus d'être beaucoup trop sensible par rapport au signal total, serait tout bonnement inutilisable car complètement saturé par le bruit de fond.

L'étude que nous menons ici ne prend pas en compte ce dernier paramètre, on observera simplement qu'à l'exception de SPICA ayant un très faible bruit de fond, nous ne sommes jamais limités par le bruit de photon du détecteur.

5.4 ETUDE DES PERFORMANCES OBSERVATIONNELLES

Après avoir défini les paramètres instrumentaux, les caractéristiques des télescopes étudiés et les conditions d'observation nécessaires à l'établissement de notre modèle, nous décrivons et comparons dans cette partie les résultats obtenus de sensibilité pour différents types d'instrument de détection sur chacun des cinq télescopes :

- Le photo-polarimètre B-BOP seul.
- B-BOP avec un Fabry-Perot de Bragg à balayage haute résolution ($R=3000$ et $R = 3 \cdot 10^4$).
- B-BOP avec un Fabry-Perot (FP à balayage ou FP microstructuré) on-chip moyenne résolution ($R=300$).

5.4.1 Cas 1 : Le photo-polarimètre B-BOP

Nous commençons par étudier les performances de la caméra B-BOP telle que présentée précédemment (figure 5.12), sans spectromètre. On calcule les performances en photométrie et en polarimétrie, pour les cas de sources ponctuelles et étendues sur les 5 télescopes.

| Télescopes spatiaux | <i>SPICA</i> | | | <i>SALTUS</i> | | |
|--|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|-----------------------|
| | 70 | 200 | 350 | 70 | 200 | 350 |
| Bande (μm) | | | | | | |
| Champ de vue (FOV) | 1.87'x 1.87' | 2.4'x 2.4' | 2.67'x 2.67' | 0.37'x 0.37' | 0.5'x 0.5' | 0.44'x 0.44' |
| Champ de vue d'un pixel (PFOV) | 3.5''x 3.5'' | 9''x 9'' | 20''x 20'' | 0.7''x 0.7'' | 1.9''x 1.9'' | 3.3''x 3.3'' |
| NEP _{tot} (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$) | 1.6×10^{-18} | 1.5×10^{-18} | 2.1×10^{-18} | 2.8×10^{-17} | 2×10^{-17} | 1.2×10^{-17} |
| Puissance de fond incidente (pW) | 0.09 | 0.11 | 2.12 | 135 | 180 | 105 |
| NEFD PS - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ non polarisé (mJy) | 0.92 | 2.18 | 3.35 | 0.83 | 1.3 | 1.53 |
| NEFD PS - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ polarisé à $p=5\%$ (mJy) | 26 | 62 | 95 | 24 | 37 | 43 |
| NEFD ES - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ non polarisé (MJy/sr) | 0.65 | 0.20 | 0.09 | 24 | 4.8 | 1.9 |
| NEFD ES - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ polarisé à $p=5\%$ (MJy/sr) | 18 | 5.7 | 2.5 | 671 | 136 | 53 |

| Ballon stratosphérique | <i>PILOT</i> | | | |
|--|-------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|
| | Bande (μm) | 200 | 350 | 450 |
| Champ de vue (FOV) | | 45'x 45' | 45'x 45' | 45'x 45' |
| Champ de vue d'un pixel (PFOV) | | 1.4'x 1.4' | 2.8'x 2.8' | 2.8'x 2.8' |
| NEP _{tot} (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$) | | 4.7×10^{-17} | 4.8×10^{-17} | 3×10^{-17} |
| Puissance de fond incidente (pW) | | 1130 | 2000 | 980 |
| NEFD PS - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ non polarisé (mJy) | | 87 | 42 | 35 |
| NEFD PS - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ polarisé à $p=5\%$ (mJy) | | 2477 | 1186 | 987 |
| NEFD ES - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ non polarisé (MJy/sr) | | 0,220 | 0,027 | 0,021 |
| NEFD ES - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ polarisé à $p=5\%$ (MJy/sr) | | 6,25 | 0,77 | 0,58 |

| Télescopes au sol | <i>APEX</i> | | | <i>AtLAST</i> | | |
|--|-----------------------|-----------------------|---------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|
| | 200 | 350 | 450 | 200 | 350 | 450 |
| Bande (μm) | | | | | | |
| Champ de vue (FOV) | 0.92'x 0.92' | 1'x 1' | 1'x 1' | 0.22'x 0.22' | 0.25'x 0.25' | 0.25'x 0.25' |
| Champ de vue d'un pixel (PFOV) | 1.72''x 1.72'' | 3.87''x 3.87'' | 3.87''x 3.87'' | 0.41''x 0.41'' | 0.93''x 0.93'' | 0.93''x 0.93'' |
| NEP _{tot} (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$) | 9.4×10^{-17} | 2.7×10^{-16} | 2×10^{-16} | 9.3×10^{-17} | 2.7×10^{-16} | 2×10^{-16} |
| Puissance de fond incidente (pW) | 22 | 220 | 105 | 11 | 110 | 54 |
| NEFD PS - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ non polarisé (mJy) | 622 | 142 | 152 | 144 | 33 | 35 |
| NEFD PS - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ polarisé à $p=5\%$ (Jy) | 17.6 | 4 | 4.3 | 4.1 | 0.9 | 1 |
| NEFD ES - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ non polarisé (MJy/sr) | 2200 | 126 | 106 | 9300 | 520 | 450 |
| NEFD ES - $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$ polarisé à $p=5\%$ (MJy/sr) | 6.3×10^4 | 3600 | 3050 | 2.6×10^5 | 1.5×10^4 | 1.2×10^4 |

FIGURE 5.18 : Tableaux récapitulatifs des performances de la caméra B-BOP installée sur les 5 télescopes. Calculs pour $5\sigma/1\text{h}/1\text{deg}^2$.

Les tableaux, en figure 5.18 ci-dessus, résument les performances des cinq observatoires avec une caméra de type B-BOP. Pour chaque cas, les sensibilités ont été calculées pour un SNR de 5, pendant 1 heure sur une région du ciel de 1 deg^2 . Pour le calcul du flux limite pour un signal polarisé, nous avons également pris un SNR, de 5,

une aire d'observation de 1 deg^2 pendant 1h, et une fraction de polarisation du signal de 5%.

Comme on s'y attendait, au vu du signal de fond incident, SPICA présente la meilleure NEP, et s'approche de la NEP de photon du détecteur. Les instruments des observatoires spatiaux sont évidemment beaucoup plus sensibles que les observatoires terrestres. On voit également l'intérêt d'envoyer des ballons stratosphériques en plus de leur faible coût par rapport aux télescope spatiaux : les NEP approchent les valeurs atteignables avec des observatoires en orbite et la puissance de fond reçue est très faible en comparaison avec les télescopes APEX ou AtLAST.

La figure 5.19 résume les flux limites de chacun de ces télescopes pour les deux types d'observation, source ponctuelle (PS) et source étendue (ES), et on y voit le très clair avantage en performance des télescopes spatiaux.

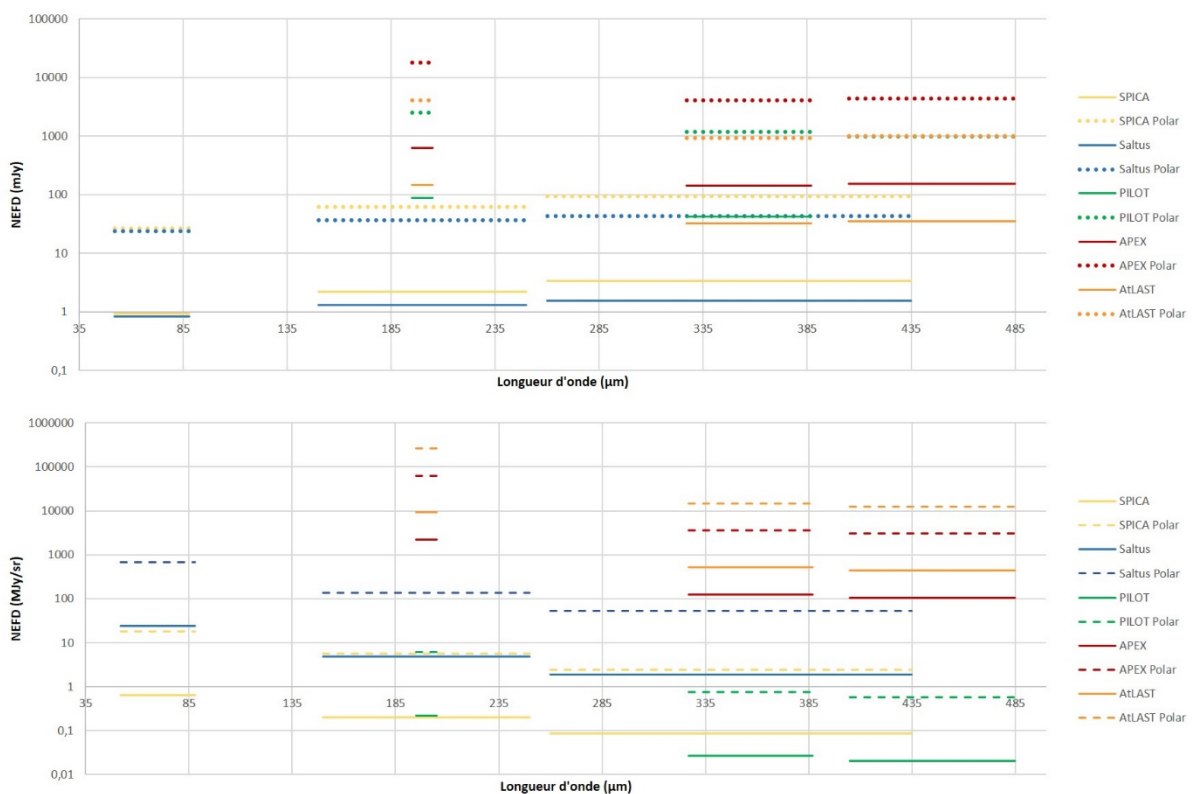


FIGURE 5.19 : Comparaison des NEFD pour les deux cas (PS en haut, et ES en bas). Calculs pour $5\sigma/1h/1deg^2$.

Ces graphes mettent en avant l'avantage des instruments spatiaux sur les instruments d'observation au sol, mais on voit également que les instruments possédant un grand champ de vue sont beaucoup plus efficaces dans mode d'observation en source étendue. C'est en particulier le cas de PILOT, il possède un champ de vue de 45 minutes d'arc contre seulement quelques minutes d'arc (voire inférieur) pour les autres télescopes. Il possède donc une capacité à scanner de grandes zones du ciel de manière beaucoup plus efficace. Ce champ de vue, associé à un bon détecteur,

compense donc parfaitement le fait que son miroir primaire ne soit pas refroidi. En mode source ponctuelle en revanche, cet avantage n'existe plus du fait de l'observation de la source à travers une ouverture couvrant quelques pixels seulement. On observe ce même phénomène en comparant SPICA et SALTUS : SPICA est plus performant en mode source étendue car son champ de vue est plus grand, mais SALTUS du fait de son plus grand miroir, possède une meilleure résolution angulaire, et est donc meilleur en mode source ponctuelle.

Dans les graphes des deux sections qui suivent, nous retrouverons cette tendance : le mode source ponctuelle met en avant les observatoires ayant de meilleures résolutions angulaires, tandis que le mode source étendue est favorable aux télescope ayant un plus grand champ de vue.

5.4.2 Cas 2 : FP-Br HR (+FP-Br on-chip)

Le premier instrument spectrométrique que l'on modélise est un spectro-imageur composé de la caméra B-BOP avec les caractéristiques présentées au début de ce chapitre, associée à un Fabry-Perot à miroir de Bragg à balayage haute résolution. On étudie deux cas possibles de résolution : $R = 3000$ et $R = 3 \cdot 10^4$.

La spectroscopie du milieu interstellaire à ces résolutions permet de détecter avec précision les raies d'émission caractéristiques des nuages de gaz, et notamment les raies signatures du refroidissement du gaz interstellaire telles que le [CII] de [NII] à 158 et 205 μm respectivement. On peut également tracer les régions neutres avec le [CI] à 370 μm . Atteindre des résolutions de l'ordre de $3 \cdot 10^4$ permet de mesurer les vitesses radiales de certains gaz tels que le [NII] ou bien le [OIII], de l'ordre de 10 km/s. On peut ainsi avoir accès à la dynamique des régions ionisées du MIS.

La plupart des autres raies ont des finesse caractéristiques de vitesse radiales de l'ordre de 1 km/s, nécessitant des résolutions supérieures à $3 \cdot 10^5$. Cela est imaginable avec un Fabry-Perot mais à cette résolution, le pic transmis est si fin que très peu de photons arrivent jusqu'au détecteur. On utilise donc généralement des spectromètres hétérodynes pour observer à de telles résolutions.

Le gros intérêt d'un spectromètre de Fabry-Perot tel que présenté ici, est que lorsqu'il est combiné à un plan focal on peut faire de la spectro-imagerie de haute résolution, nous permettant de cartographier la présence de certains traceurs chimiques dans le MIS, au sein de notre galaxie mais aussi et surtout dans des galaxies les plus lointaines à plus haut redshift.

Des spectromètres à de telles résolutions nécessitent un filtrage des ordres. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 3 dans la partie 3.1.3 à propos de l'instrument HIRMES/SOFIA, il est courant de filtrer les ordres avec un FP à plus basse résolution. On utilise donc deux Fabry-Perot à miroirs de Bragg identiques en série, un scannant à moyenne résolution et le second à haute résolution. Seule la taille de la cavité est différente. Sachant que coupler un Fabry-Perot à une matrice de bolomètres optimise les performances photométriques et spectrales, on profite de cet effet en plaçant le FP moyenne résolution sur le plan focal du détecteur. Le FP à haute résolution doit, lui, se trouver à un endroit du chemin optique où le faisceau est collimaté. Placer un FP à trop haute résolution sur le plan focal d'un instrument amplifierait la convergence du faisceau, à cause du grand nombre d'allers retour dans la cavité. Le faisceau en serait défocalisé et la résolution spatiale de l'image dégradée. L'association de deux FP en série (grand ordre et bas ordre on-chip) est représenté en figure 5.20.

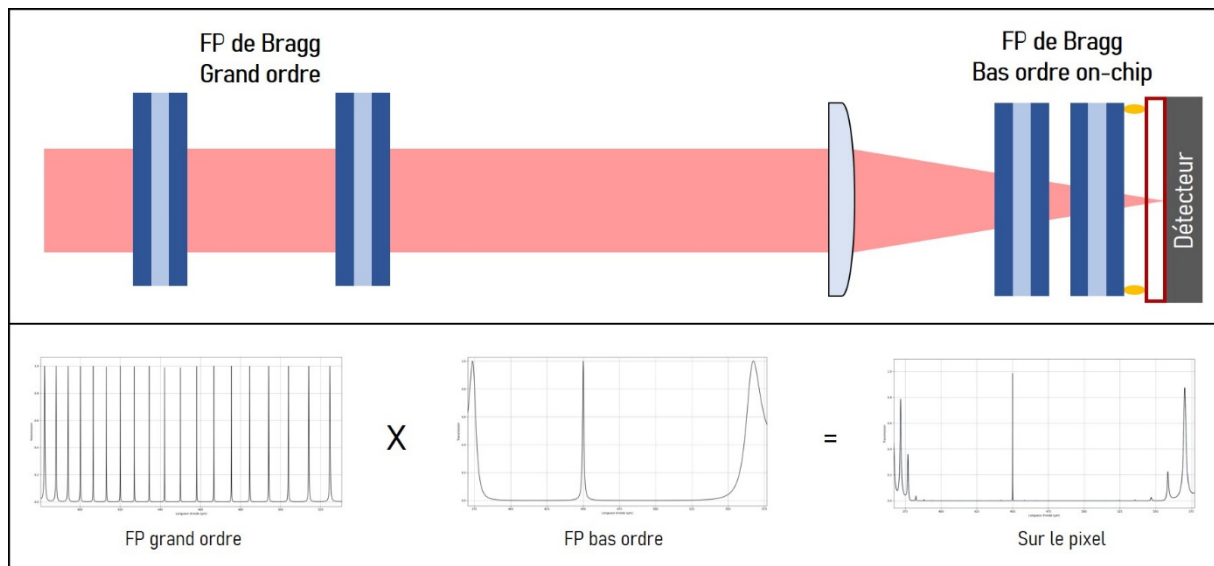


FIGURE 5.20 : En haut : schéma de l'association de deux FP de Bragg en série. Un premier à haute résolution (grande taille de cavité) sur la partie collimatée du faisceau, et un deuxième à plus faible résolution sur le plan focal pour filtrer les ordres parasites transmis par le FP à haute résolution. En bas : résultat spectral du filtrage des ordres par un FP à plus basse résolution.

Nous avons vu dans cette thèse que les miroirs de Bragg de nos FP sont dimensionnés pour des gammes de longueurs d'onde précises, en dehors de ces bandes, l'empilement de Bragg est un mauvais miroir. Le tableau ci-dessous (figure 5.21), présente les dimensions possibles des miroirs de chaque FP pour nos quatre bandes d'étude. Dans les bandes 70 et 200 μm , les épaisseurs nécessaires des couches des miroirs de Bragg (quelques $\lambda/4$) sont trop fines pour être fabriquées en simples lames cristallines amincies. Ainsi dans ces deux bandes, les couches (L) des miroirs de Bragg sont en silicium microstructuré gravé directement sur la couche (H) du miroir. Nous montrons les estimations ci-dessous avec un indice effectif de la zone gravée de 1.2. La structure des FP pour les bandes 350 et 450 μm est très similaire à celle du FP de

Bragg à balayage dont nous avons présenté les résultats de mesure dans le chapitre précédent.

| | Bande 70 μm | Bande 200 μm | Bande 350 μm | Bande 450 μm |
|---|--|--|---|---|
| Configuration des miroirs de Bragg | Si - Si _m - Si 5 $\lambda/4$ - 3 $\lambda/4$ - 5 $\lambda/4$ | Si - Si _m - Si 3 $\lambda/4$ - $\lambda/4$ - 3 $\lambda/4$ | Si - vide - Si 3 $\lambda/4$ - $\lambda/4$ - 3 $\lambda/4$ | Si - vide - Si 3 $\lambda/4$ - $\lambda/4$ - 3 $\lambda/4$ |
| Epaisseur des couches (μm) | 25.5 - 44 - 25.5 | 43.9 - 41.6 - 43.9 | 77 - 87.5 - 77 | 99 - 112.5 - 99 |
| ISL (μm) | [62 - 80] | [166 - 250] | [300 - 450] | [370 - 575] |
| FP_Br R300 (filtre on-chip) | Ordre 3 Cavité : 105 μm | Ordre 5 Cavité : 500 μm | Ordre 5 Cavité : 875 μm | Ordre 3 Cavité : 675 μm |
| FP_Br R3000 | Ordre 45 Cavité : 1.575 mm | Ordre 55 Cavité : 5.5 mm | Ordre 55 Cavité : 9.625 mm | Ordre 55 Cavité : 1.2375 cm |
| FP_Br R30000 | Ordre 550 Cavité : 1.925 cm | Ordre 550 Cavité : 5.5 cm | Ordre 550 Cavité : 9.625 cm | Ordre 550 Cavité : 12.375 cm |

FIGURE 5.21 : Tableau résumant les caractéristiques des Fabry-Perot pour chacune des bandes aux trois résolutions 300, 3000 et $3 \cdot 10^4$.

Comme présenté dans le tableau, avec chaque FP, il est possible d'atteindre des gammes de résolution différentes en réglant la taille optique de la cavité à des plus ou moins grands ordres. Dans notre cas, les premiers ordres de cavité nous donnent des résolutions de quelques centaines, et avec des tailles optiques de quelques centimètres, on peut atteindre 10^4 .

La figure 5.22 présente l'évolution de la résolution de chacun de ces quatre Fabry-Perot à miroirs de Bragg le long de leur bande d'utilisation, pour les 3 ordres de cavité étudiés. On a déjà vu que la résolution de ces FP n'était pas constante le long de l'ISL et on l'observe encore ici. Cela est dû au fait que la réflectivité des miroirs de Bragg n'est pas constante sur tout l'ISL, et tend à diminuer lorsqu'on s'approche des frontières de ce dernier. Chacune des dimensions des miroirs de nos FP et la taille de la cavité ont été calculées pour avoir une valeur moyenne de résolution autour 300, 3000 et $3 \cdot 10^4$ sur chaque bande. Dans ce qui suit nous approximerons les calculs de sensibilité en prenant des résolutions constantes le long des quatre bandes.

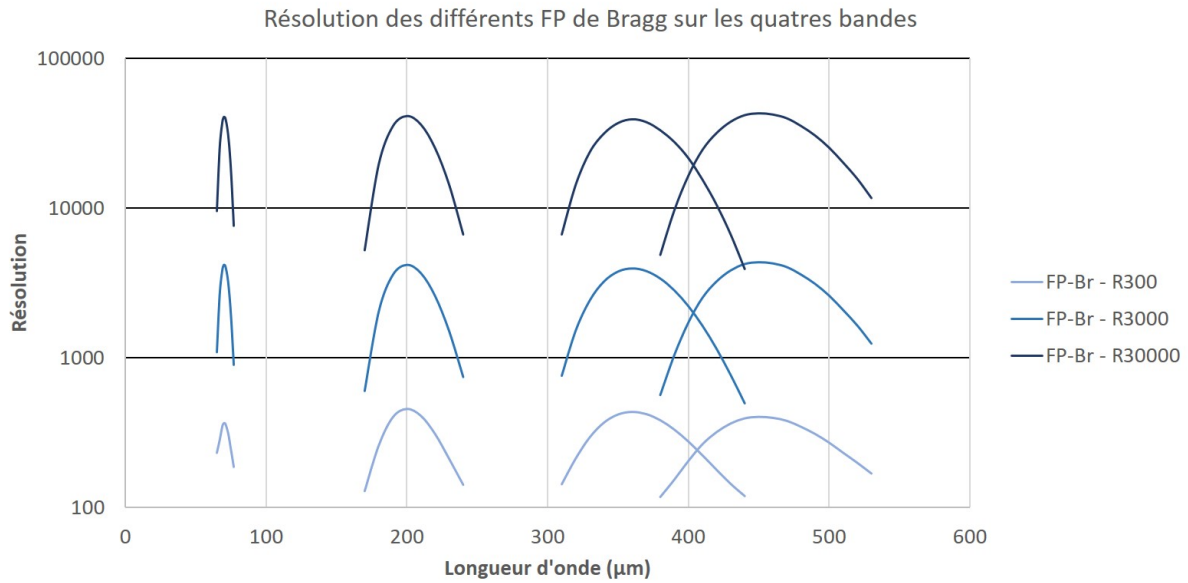


FIGURE 5.22 : Résolutions des quatre Fabry-Perot aux trois ordres de cavité utilisés pour atteindre les résolutions moyennes de 300, 3000 et 3.10^4 .

Nous avons simulé les performances en sensibilité de ces deux spectromètres aux résolutions 3000 et 3.10^4 . Le flux limite étant proportionnel à l'inverse de la largeur de la bande passante, plus la résolution du Fabry-Perot est grande, plus le flux incident est faible, et donc plus le temps nécessaire pour détecter une source d'une puissance donnée est important. Cela signifie qu'il faut un temps d'observation beaucoup plus long pour détecter une source à un SNR donné lorsque la résolution est grande. Les figures 5.23 et 5.24 présentent les NEFD pour des sources ponctuelles et étendues pour un spectro-imageur à $R = 3000$ et à $R = 3.10^4$, et on voit en effet que la NEFD pour la plus haute résolution est un ordre de grandeur supérieur à la résolution plus faible.

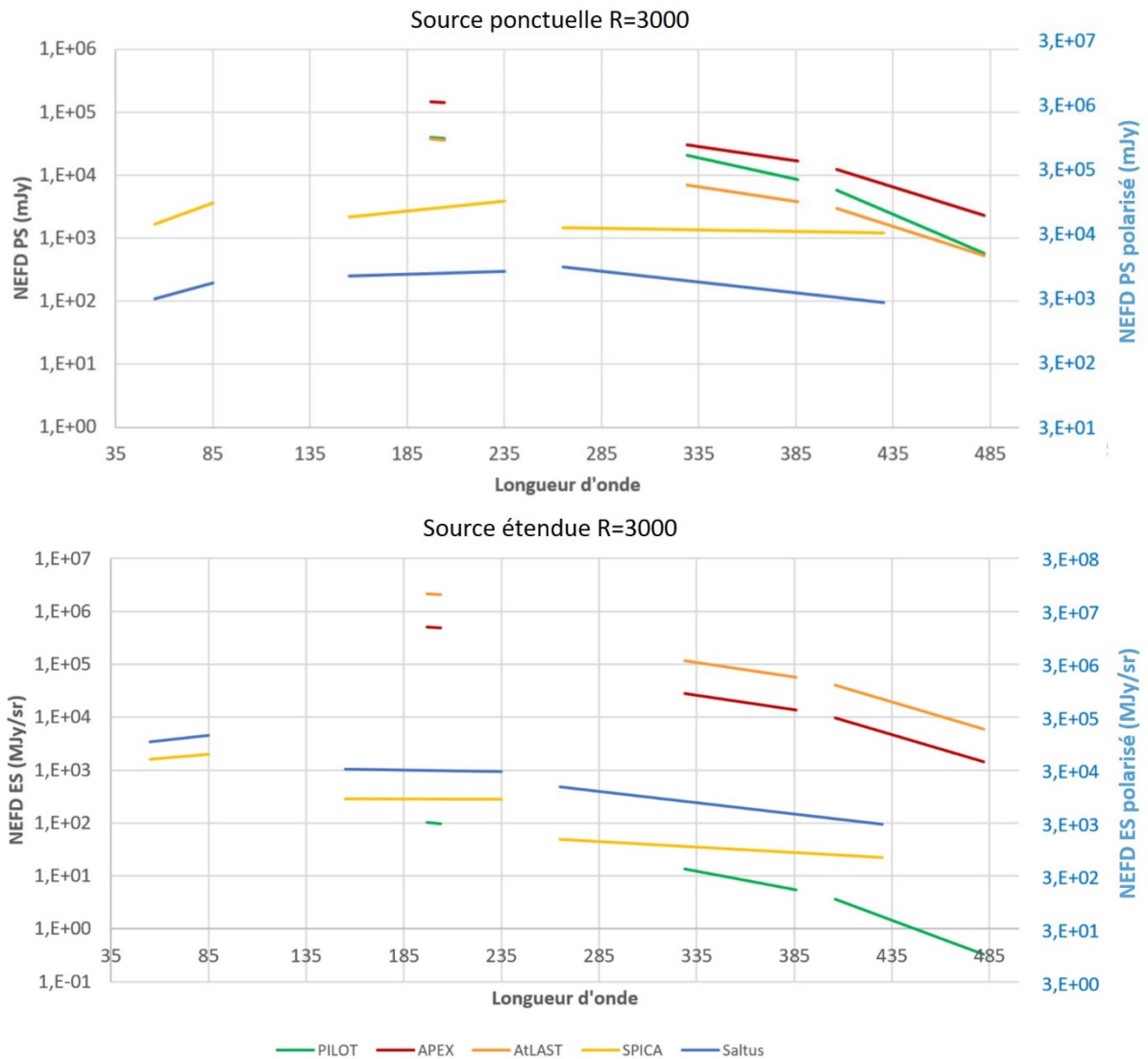


FIGURE 5.23 : NEFD pour les sources ponctuelles (haut) et étendues (bas) pour le spectro-imageur B-BOP+FP_Br à R=3000. Calculs pour $5\sigma/1h/1deg^2$.

Sur ces figures, on observe que les tendances observées en mode photométrie sont conservées en spectroscopie. Les télescopes spatiaux présentent, les meilleures performances, et d'autant plus lorsque le miroir est refroidi. On retrouve également l'avantage de PILOT en mode source étendue. Du fait de la faible taille de son miroir en comparaison des télescopes APEX et AtLAST, PILOT possède une faible résolution angulaire et est moins performant en mode source ponctuelle. En revanche, son grand champ de vue lui procure une grande capacité à scanner des sources étendues.

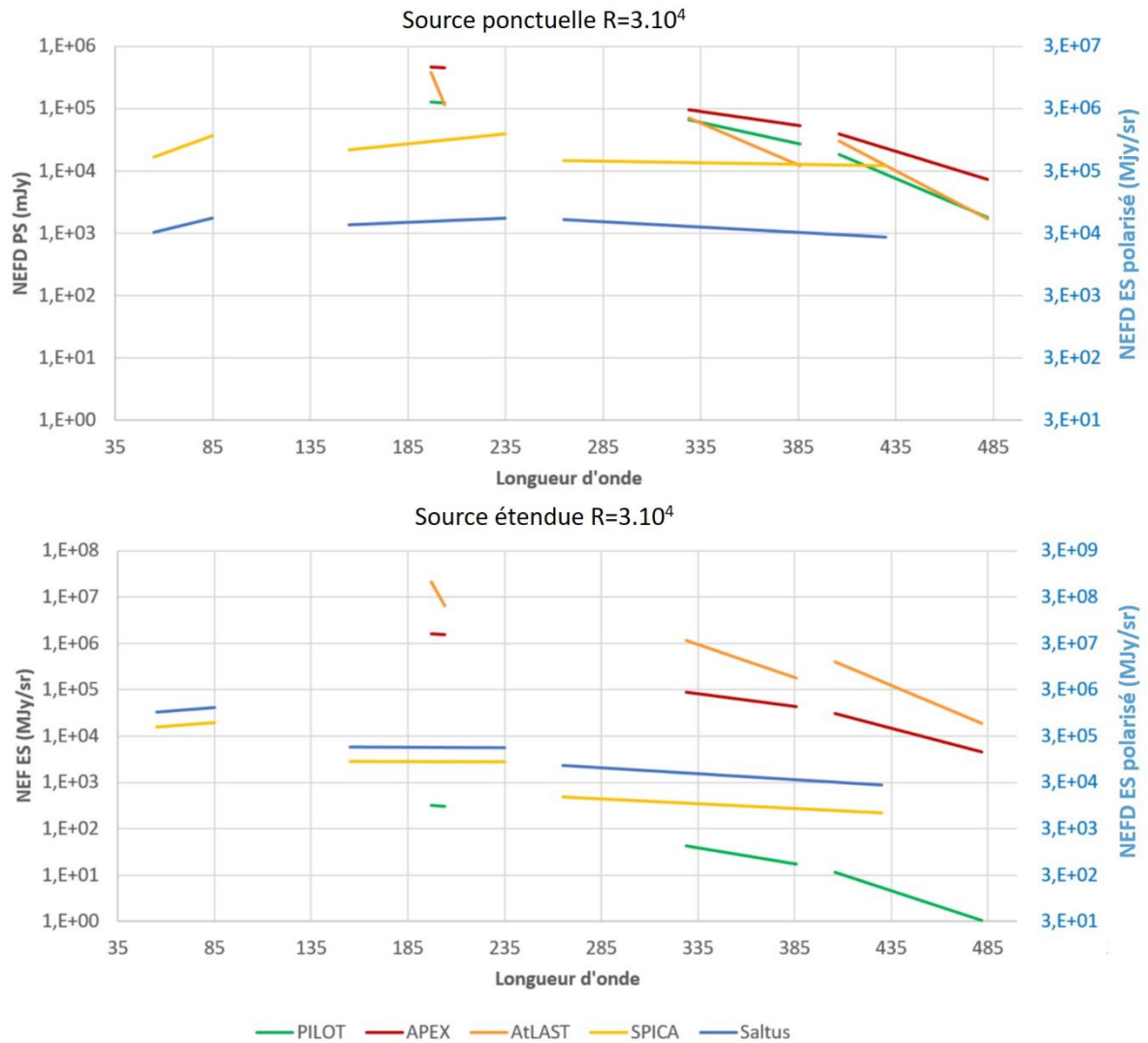


FIGURE 5.24 : NEFD pour les sources ponctuelles (haut) et étendues (bas) pour le spectro-imageur B-BOP+FP_Br à $R=3.10^4$. Calculs pour $5\sigma/1h/1deg^2$.

Nous avons également calculé la NEFD dans le cas de la détection d'une source partiellement polarisée (axes bleus à droite). On peut afficher les deux cas sur le même graphe car par la structure du pixel, le cas polarisé est proportionnel au cas non polarisé ($\times 30$ environ pour $p=5\%$). Bien qu'il soit admis que le gaz du MIS observé en spectroscopie ne soit pas polarisé, une observation spectroscopique de ces zones, couplée à une mesure de la polarisation permettrait de résoudre, et donc de soustraire au signal d'intérêt, la composante liée à la poussière polarisée située en avant-plan (à l'instar de ce qui est fait avec les avant-plans polarisés du CMB).

5.4.3 Cas 3 : FP-Br MR on-chip uniquement

On peut également concevoir un spectro-imageur moyenne résolution autour de 300 basé sur un unique Fabry-Perot couplé au plan focal de la caméra. Nous pouvons envisager deux possibilités basées sur les développements présentés dans cette thèse :

- Un FP de Bragg à balayage moyenne résolution ($R \sim 300$) couplé au plan focal de B-BOP. Cette solution implique d'être capable de disposer d'une méthode de balayage de la cavité au plus près du plan focal et qui ne perturbe pas l'équilibre thermoélectrique des détecteurs (par exemple avec des MEMS).
- Un FP microstructuré comportant entre 5 et 10 zones, répartissant les longueurs d'onde transmises autour d'un λ d'intérêt, afin de détecter la raie d'émission visée sur le continuum. Ce Fabry-Perot pourrait être hybridé directement sur les matrices de bolomètres et ne nécessite aucun mécanisme supplémentaire.

La structure de ces deux types de FP, pour transmettre dans les quatre bandes à des résolutions autour de 300, est celle présentée dans la section précédente avec le FP_Br 300 on-chip. Pour le cas du FP microstructuré, pour chacune des zones, on adapte l'indice effectif de la couche (L) autour de 1.2 pour faire varier les λ transmis le long de la surface du FP.

Différences de stratégies d'observation

Les pixels du détecteur ne reçoivent pas la même information spectrale lorsqu'on balaye le ciel avec le FP à balayage ou avec un FP microstructuré à zones. Dans le premier cas, tous les pixels reçoivent une longueur d'onde unique alors que dans le second, les différentes régions de la matrice de détecteurs reçoivent différentes longueurs d'onde et on peut reconstruire l'image multi-spectrale.

En répartissant de manière astucieuse les différentes longueurs d'onde sur la surface du FP microstructuré lors de sa conception, on peut s'arranger pour que, lors du balayage de la source, chaque zone du ciel soit couverte par toutes les longueurs d'onde en un seul scan. Dans le cas du FP à balayage, pour obtenir une image à plusieurs longueurs d'onde, il faut soit observer chaque région du ciel pour différentes tailles de cavité du FP, soit balayer le ciel plusieurs fois à une taille de cavité différente à chaque balayage (dans la mesure où la vitesse du balayage du FP est extrêmement rapide, ces deux solutions sont équivalentes).

Pour conclure cette discussion, le FP microstructuré permet d'acquérir une image multi-spectrale en un seul passage sur le ciel, tandis que le FP à balayage impose un temps (ou un nombre) de balayage(s) du ciel plus grand, mais au profit d'une puissance détectée plus grande également.

Sachant que les pixels reçoivent la même puissance pour un scan du ciel unique, si on veut acquérir la même quantité de signal avec les deux concepts, il faut balayer la source plusieurs fois dans les deux cas. On peut donc considérer au premier ordre que les temps d'observation sont identiques. Cela signifie qu'en considérant également que

les performances spectrales sont les mêmes pour les deux cas (même efficacité à 100%, même résolution), le calcul des performances observationnelles est identique.

Performances observationnelles

Comme pour les deux premiers instruments, nous avons déterminé les performances d'un spectro-imageur composé d'un FP de résolution 300, intégré sur le plan focal de détecteurs. Nous affichons et comparons ci-dessous, en figure 5.25, les NEFD en spectroscopie à $R=300$ (sources ponctuelles et étendues) des 5 observatoires étudiés.

Les NEFD calculés présentent les mêmes tendances que pour les études à 3000 et $3 \cdot 10^4$, les niveaux sont, dans ce cas à 300, un ordre de grandeur meilleur que pour le cas 3000 car nous avons élargi la bande passante d'un facteur 10.

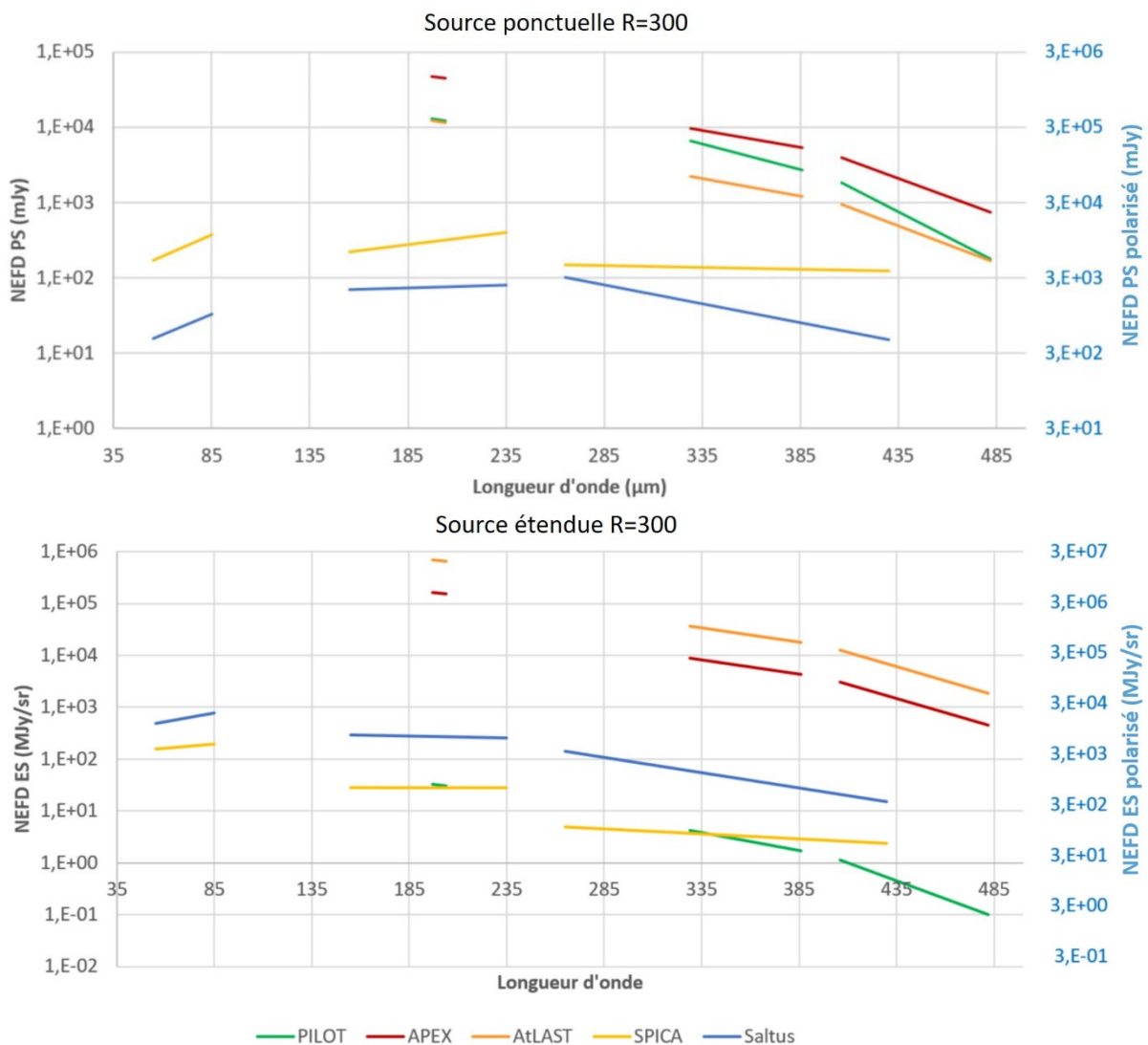


FIGURE 5.25 : NEFD pour les sources ponctuelles (haut) et étendues (bas) pour le spectro-imageur B-BOP+FP_Br on-chip à $R=300$. Calculs pour $5\sigma/1h/1deg^2$.

On voit, comme sur tous les graphiques de cette étude, l'influence du champ de vue du télescope sur sa capacité à scanner des sources étendues. SPICA et PILOT présentent

de meilleures performances pour ce type d'observation. Au contraire, pour les sources ponctuelles avec ces observatoires, la puissance incidente est diffusée sur un plus grand nombre de pixels. Le temps nécessaire pour détecter un même signal, à travers une ouverture donnée, est donc plus important que pour les observatoires dont les optiques imposent un champ de vue maximal plus faible et une meilleure résolution angulaire minimale.

5.5 ETUDE COMPARATIVE

Nous terminons ce chapitre avec une étude comparative entre les performances estimées pour nos spectro-photo-polarimètres et quelques instruments existants ayant déjà observé le ciel, comme les instruments du satellite Herschel ou de l'avion SOFIA, ou bien des instruments en cours de conception comme SAFARI-Lite prévu pour SALTUS.

La principale difficulté ici est de présenter les données sous le même formalisme. En effet, les équipes instrumentales n'affichent pas leurs données avec des temps d'observation, des SNR ou encore des surfaces identiques du ciel. Il est même parfois compliqué de trouver ces données. L'exercice a consisté à adapter nos données ou celles de l'instrument existant, afin que cette comparaison soit pertinente.

5.5.1 Comparaison avec les photo-polarimètre PILOT et HAWC+

Les instruments SOFIA/HAWC+ et PILOT, que nous avons déjà évoqués, sont parmi les missions les plus récentes ayant observé la polarisation milieu interstellaire. Les données utilisées pour ces deux missions proviennent de (Harper, et al., 2018), et du Fact Sheet de la mission pour HAWC+, et de (Mangilli, et al., 2019) et (Bernard, et al., 2016) pour PILOT.

Nous avons pu déterminer la NEFD pour une source étendue polarisée de HAWC+ et PILOT (figure 5.26). Les paramètres de HAWC+ étaient donnés en $4\sigma/900s/1\text{deg}^2$ pour une fraction de polarisation de 1%, ceux de PILOT l'étaient en $3\sigma/1h/3.5\text{arcmin}^2$ pour une fraction de polarisation de 10%. Nous les avons replacés dans les conditions d'observation $5\sigma/1h/1\text{deg}^2$ avec $p=5\%$.

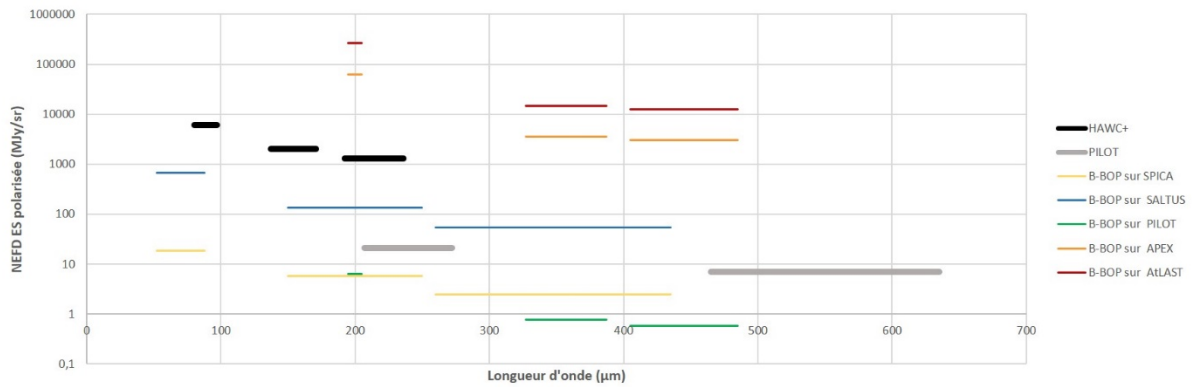


FIGURE 5.26 : Comparaison du flux limitant (source étendue polarisée à 5%) entre HAWC+, PILOT et nos 5 instruments d'étude. Calculs pour $5\sigma/1h/1deg^2$.

Nous voyons qu'à l'exception des télescopes au sol, tous nos cas d'étude sont plus efficaces pour scanner des sources étendues. Cela est en partie dû au fait que l'instrument HAWC+ a un champ de vu relativement faible mais une excellente résolution spatiale. Son but était en effet d'analyser le champ magnétique de zones restreintes du MIS, et notamment au sein et autour des filaments. Au contraire, notre cas de B-BOP sur PILOT possède une bien meilleure capacité de scan du ciel car son champ de vue est très large. La différence avec les performances de la « vraie » mission PILOT vient des performances du détecteur utilisé. Sur PILOT, le détecteur était un bolomètre similaire à celui ayant volé sur PACS/Herschel, avec une NEP de l'ordre de 2.10^{-16} W/ \sqrt{Hz} . HAWC+ quant à lui était composé d'un détecteur de type TES avec un NEP d'environ 7.10^{-17} W/ \sqrt{Hz} .

En plus des bonnes performances de notre imageur polarimètre, le gros avantage sur les technologies existantes est le fait que la sensibilité à la polarisation est intégrée au sein du pixel. Cela implique qu'un seul plan focal et un seul type de matrice est nécessaire pour détecter la polarisation du rayonnement incident. Ce type de configuration « on-chip » permet par ailleurs de minimiser les bruits instrumentaux, en réduisant le nombre d'éléments optiques mais aussi en permettant de retirer les systématiques communes sur la matrice, liées par exemple à la mesure de la polarisation ou à l'électronique de lecture. Cela n'est pas le cas pour PILOT et HAWC+ qui étaient tous les deux équipés de deux plan focaux avec une lame séparatrice polarisante renvoyant une polarisation sur chaque plan focal.

5.5.2 Comparaison avec les spectromètres d'HERSCHEL et de SOFIA

La figure 5.27 présente les performances des spectro-imageurs B-BOP+FP_Br sur SALTUS et SPICA, comparés aux spectromètres du télescope spatial Herschel, PACS et SPIRE. Les données de PACS proviennent de (Poglitsch, et al., 2010), et celles de SPIRE, du Fact Sheet officiel et de (Griffin, et al., 2006).

Le spectromètre de PACS était composé d'un réseau ayant des résolutions entre 1000 et 4000. Nous avons adapté nos résultats sur SALTUS et SPICA pour 1σ pendant 400s, et nous avons affiché les performances dans le cas d'une source ponctuelle pour des résolutions similaires aux bandes de PACS.

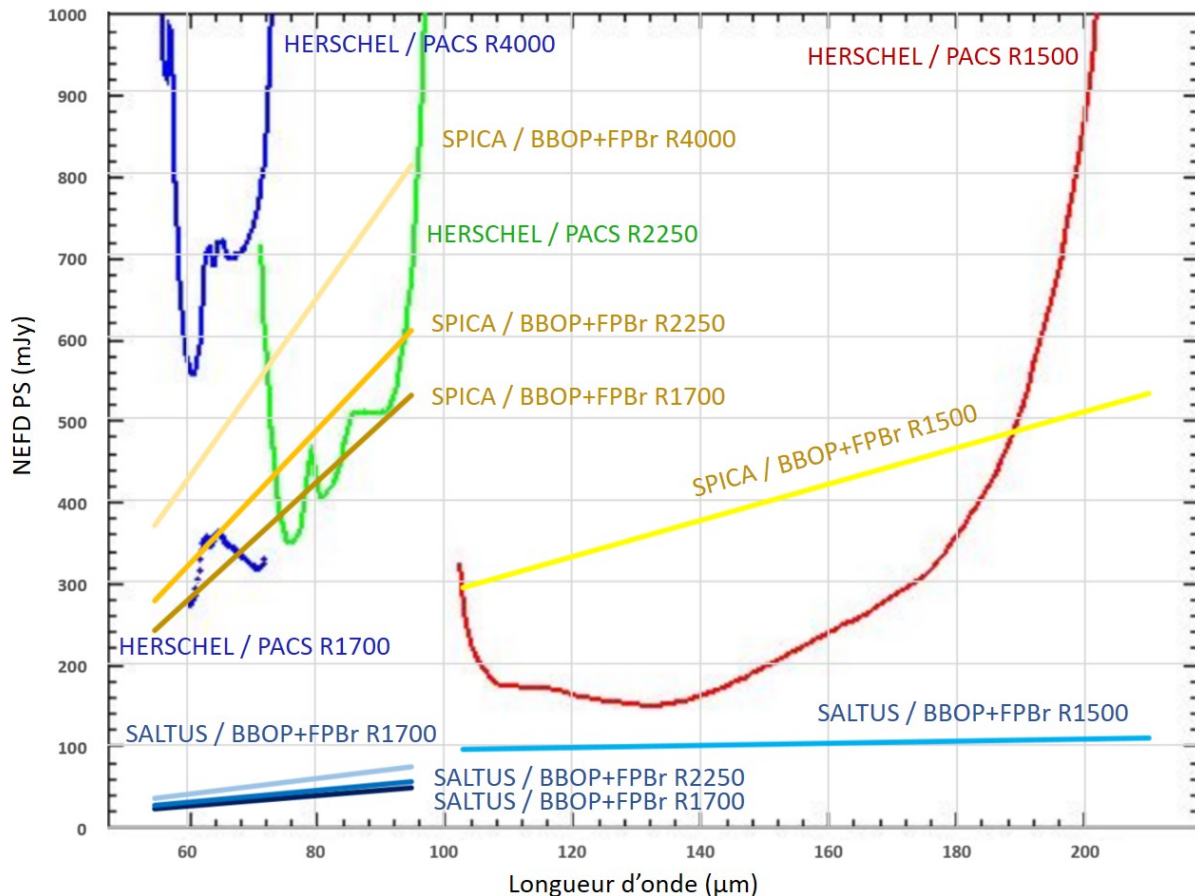


FIGURE 5.27 : Comparaison du flux limitant (source ponctuelle) entre un spectro-imageur sur SALTUS et sur SPICA avec les performances de l'instrument PACS. Les résolutions ont été adaptées à celles de PACS. Calculs pour $4\sigma/400\text{s}/1\text{deg}^2$.

Le miroir de 14 m de SALTUS permet d'atteindre des performances très supérieures à PACS, alors que le miroir de 1.8 m refroidi de SPICA lui ferait atteindre des performances très similaires à PACS en spectroscopie. Par ailleurs la NEP de B-BOP est à un ordre de grandeur au-dessus de celui de PACS, lui offrant de ce fait des meilleures performances en photométrie.

SPIRE était un spectro-imageur composé d'un FTS atteignant des résolutions de 1000 et d'un plan focal constitué de bolomètres *spider-web* refroidis (échantillonnage à $2f\lambda/D$). Nous avons, comme pour PACS, affiché nos résultats pour des résolutions semblables à celle de SPIRE dans le cas d'une source étendue. On voit que nos instruments sont bien plus performants, affichant même des performances entre 20 et 100 fois meilleures dans ce type d'observation pour SPICA.

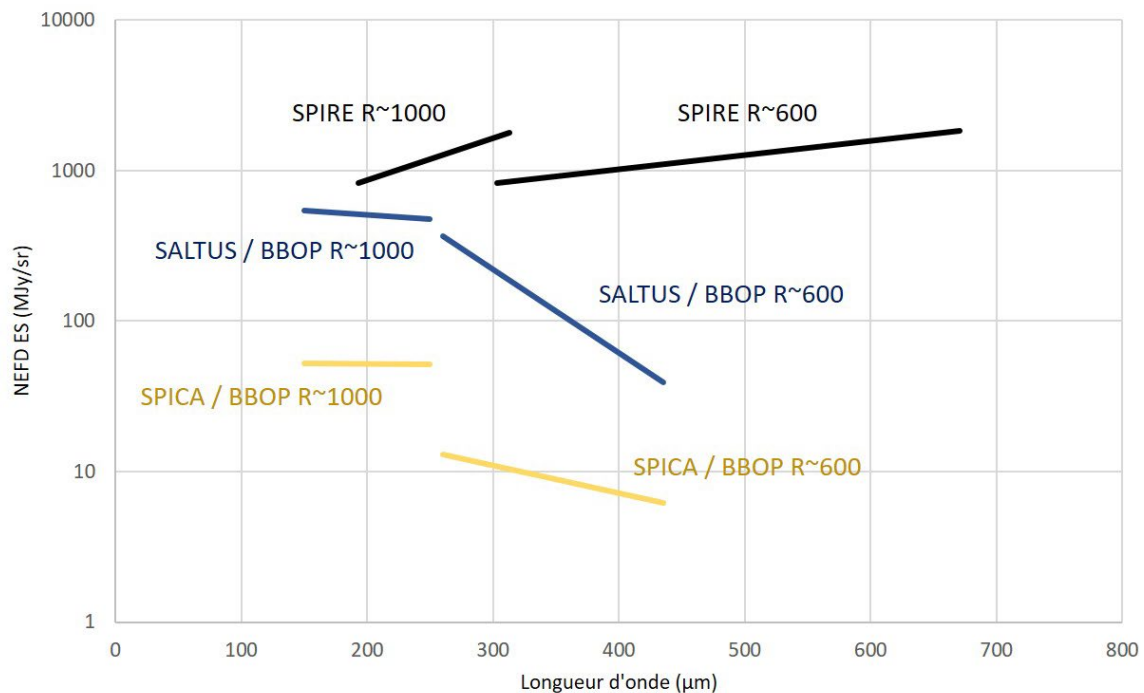


FIGURE 5.28 : Comparaison du flux limitant (source étendue) entre un spectro-imageur sur SPICA et SALTUS et le spectro-imageur SPIRE. Calculs pour $5\sigma/1h/1deg^2$.

Pour finir, nous avons souhaité comparer le spectromètre prévu actuellement pour la mission SALTUS, SAFARI-Lite (héritier de l'instrument SAFARI de SPICA) avec notre solution de spectro-imageur B-BOP+FP_Br sur ce même télescope.

SAFARI-Lite est constitué d'un spectromètre à réseau dispersant le rayonnement sur des matrices de MKID couvrant le spectre entre 34 et 230 μm et avec une résolution autour de 300. Les performances de flux limite en 1h d'observation pour des sources ponctuelles sont moins bonnes. Cela est en partie dû au fait que les NEP annoncés des MKID fournis par le SRON descendent sous les $10^{-19} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Avec un Fabry-Perot, il faut des observations donc plus longues pour détecter le même flux. Cependant, l'avantage des Fabry-Perot dans notre cas est qu'ils sont extrêmement versatiles, avec le même instrument, nous pouvons atteindre à la fois de la moyenne résolution comme de la très haute, ils sont beaucoup plus compacts que bon nombre d'autres spectromètres, ont une efficacité proche de 100%, et, comme nous l'avons montré, le couplage à des matrices de détecteurs à cavité permet d'étendre considérablement la bande spectrale du détecteur.

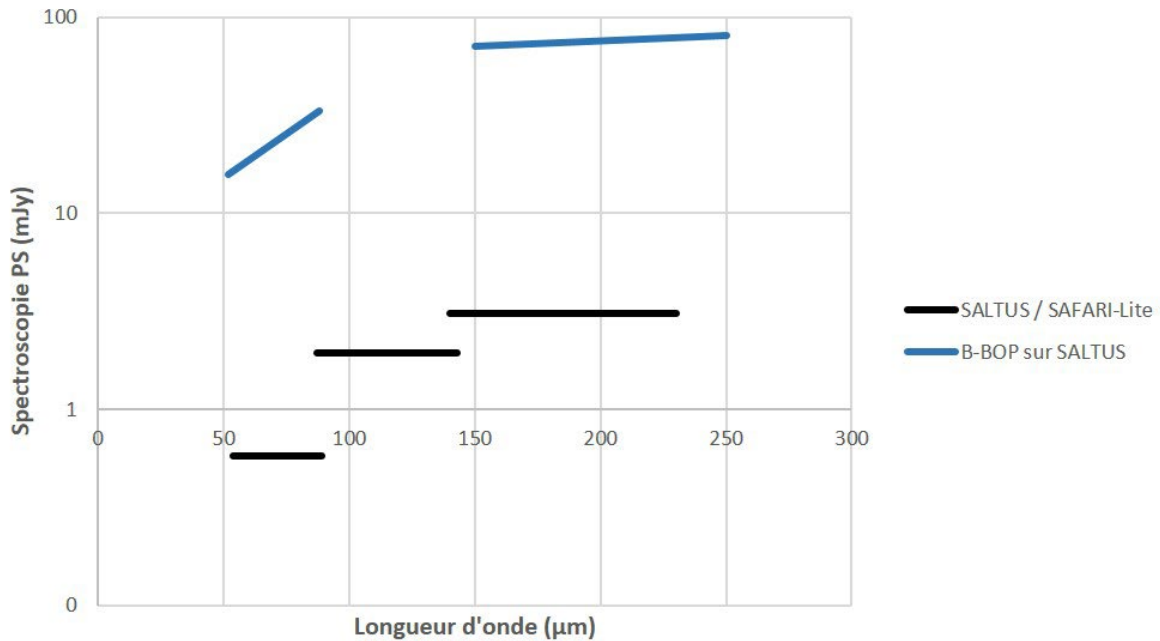


FIGURE 5.29 : Comparaison du flux limitant (source ponctuelle) entre B-BOP+FP_Br sur SALTUS et SAFARI-Lite.

5.5.3 Vers des plan focaux multi-spectraux à matrices uniques

Nous avons montré le potentiel de miniaturisation des FP dans le submillimétrique ainsi que l'avantage du couplage entre un FP et un détecteur, qui élargit la bande spectrale des matrices de détecteurs. On peut alors imaginer des plans focaux avec un seul type de matrice. Dans notre cas par exemple, on pourrait n'utiliser que des matrices dans la bande 100 μm , et avec des FP hybridés sur ces matrices, on pourrait faire de la spectroscopie dans les bandes 350 μm et 450 μm . Concrètement, on aurait un grand plan focal de matrices 100 μm et trois Fabry-Perot différents hybridés sur les matrices à la distance de couplage adapté pour chaque Fabry-Perot.

5.6 CONCLUSION DU CHAPITRE

Ce dernier chapitre a permis d'évaluer le potentiel observationnel des détecteurs B-BOP seuls, et associés à des Fabry-Perot de Bragg ou microstructurés. Les performances affichées dans les différents modes d'observation, nous donnent un aperçu quantitatif de la qualité de nos instruments sur des observatoires similaires à ce que nous construisons aujourd'hui. Nous avons aussi pu démontrer que nos instruments sont très compétitifs par rapport aux grandes missions passées et actuelles, lorsqu'ils sont installés sur les télescopes appropriés.

En effet, dans cette étude nous avons simulé de manière « brutale » l'installation d'un même instrument sur cinq observatoires, et nous avons comparé les résultats de flux

minimal détectable obtenus. Il est important de noter que certains de ces observatoires ne sont tout d'abord pas conçus pour les mêmes objectifs scientifiques. Comme nous l'avons constaté, PILOT est par exemple conçu pour cartographier de grandes zones du milieu interstellaire, mais avec une résolution angulaire très mauvaise. Ce n'est pas une mission dédiée à l'étude de la physique intra-filaments, contrairement à des missions comme SPICA ou SALTUS. Par ailleurs, comme nous l'avons déjà évoqué, un instrument aussi sensible que B-BOP est conçu pour les observations depuis l'espace. Pour les observations depuis le sol, des sensibilités supérieures d'un ou deux ordres de grandeur sont suffisantes (et même nécessaires pour éviter la saturation du détecteur). Malgré ces limites qui viennent du fait que nous n'avons pas adapté les instruments aux télescopes pour un but scientifique particulier (comme c'est le cas lors de la conception d'une mission réelle), nous avons taché dans la dernière partie, de comparer les performances de nos instruments avec des observatoires réels de manière cohérente.

Pour conclure, cette étude et les résultats présentés permettent, d'une part, de montrer les bonnes performances de nos instruments en photo-polarimétrie et en spectroscopie par rapport aux précédentes missions. D'autre part, nous avons mis en avant qu'afin d'atteindre des performances observationnelles correspondantes aux défis de la compréhension du MIS, il est nécessaire d'associer ce type d'instruments avec des technologies de télescopes adaptées et très avancées : grand miroir primaire ou grande distance focale suivant le type d'observation visée, grande vitesse de balayage, et une très grande capacité de refroidissement de ses miroirs et optiques.

Conclusions et perspectives

L'instrumentation submillimétrique vit depuis quelques années un tournant avec la miniaturisation des capacités de détection, et l'apparition de nouvelles technologies de détecteurs. Les nouveaux détecteurs KIDs occupent aujourd'hui le devant de la scène de l'instrumentation dans notre domaine, et semblent très prometteurs autant en termes de sensibilité que d'intégration de nouvelles fonctions instrumentales dans les pixels. Les bolomètres résistifs, quant à eux, ont longtemps équipé les instruments des plus grandes missions pour l'astrophysique millimétrique et submillimétrique (i.e. HERSCHEL ou PLANCK), mais seulement quelques équipent travaillent encore à leur développement. Pourtant, ce type de détecteurs continue à démontrer ses grandes capacités, et leurs performances sont toujours au niveau des exigences scientifiques. Dans le cadre du projet de mission SPICA, annulé avant sa sélection par l'ESA, un bolomètre innovant a été mis au point avec les équipes du CEA/Leti pour l'instrument B-BOP. Ce détecteur, refroidi à 50 mK, présente une structure de pixels absolument inédite qui le rend sensible à la polarisation de la lumière. Associé à une très haute sensibilité, il a pour objectif de cartographier le champ magnétique du milieu interstellaire afin d'en révéler le rôle dans l'organisation des nuages moléculaires et dans la formation des étoiles. Pour compléter les besoins scientifiques de compréhension de l'évolution des différentes phases du MIS, tout en s'alignant avec les nouvelles exigences de compacité de l'instrumentation spatiale, il a été décidé de développer des solutions de spectroscopie adaptées aux plans focaux de détecteurs tels que les bolomètres de B-BOP.

Sur la base de travaux réalisés par S. Bounissou, et de développements du CEA/Leti, j'ai étudié plusieurs solutions pour de spectroscopie compacte dans le submillimétrique, et compatible avec l'imagerie. La technologie évidente aux vues des contraintes est l'utilisation de l'interférométrie de Fabry-Perot. Deux types de spectromètres de Fabry-Perot ont été développés, et diffèrent sur la manière dont la taille optique de la cavité résonante est modifiée. Le premier Fabry-Perot est constitué de miroirs faits de multicouches de silicium, et dont on balaye la distance d'un des miroirs par rapport à l'autre. Le second est un Fabry-Perot basé sur les technologies de micro-gravure DRIE. La cavité de silicium est subdivisée en différentes zones que l'on vient graver dans des proportions différentes afin d'obtenir des indices optiques différents.

Pour la première technologie, le FP à miroirs de Bragg, un premier étalon fixe avait permis de prouver les performances de tels miroirs pour faire de la spectroscopie haute performance, avec des finesses attendues de l'ordre de 200, et des efficacités de près

de 100%. A l'aide de de simulations numérique, à la fois sous Python et sur un logiciel de calcul par éléments finis, j'ai étudié en profondeur le comportement électromagnétique des empilements de Bragg associés à l'interférométrie de Fabry-Perot. J'ai développé une nouvelle relation permettant de déterminer avec exactitude la résolution d'un tel Fabry-Perot, quelle que soit la configuration des miroirs de Bragg. En parallèle, j'ai développé un prototype et une instrumentation de test permettant de prouver le fonctionnement de ce type de spectromètre à des températures cryogéniques. Les différentes séries de mesures nous ont permis de perfectionner la compréhension de notre instrument jusqu'à atteindre d'excellentes performances spectrales. Nous avons démontré, à 77 K, la faisabilité d'un Fabry-Perot à balayage extrêmement précis sur une grande course, transmettant des pics de résonance atteignant des finesses supérieures à 120 et des efficacités de plus de 95%.

Le concept de Fabry-Perot à cavité microstructurée a été imaginé par le CEA/Leti dans l'objectif d'obtenir un spectromètre à l'image des matrices de Bayer, transmettant différentes longueurs d'onde le long de la surface des miroirs du Fabry-Perot, et ce, sans aucun mécanisme. Cela en fait un concept très compact, et fabriqué avec les mêmes briques technologiques que nos détecteurs. C'est donc un candidat très crédible pour une future intégration sur un plan focal. J'ai mis en place les mesures permettant d'évaluer les performances spectrales d'un premier prototype, le FP158. Ce premier concept est constitué de miroirs en patches métalliques, déposés sur des couches diélectriques, sous lesquelles du silicium est gravé pour ajuster l'indice optique. Du fait de certaines étapes de fabrication contraignantes et du grand nombre de matériaux composant le FP158, les échantillons ont présenté du stress résiduel dans certaines couches de l'empilement, déformant ainsi la structure. Les performances spectrales mesurées ont de ce fait, été très éloignées de celles attendues. Au vu de ces résultats, et avec l'expérience acquise sur le FP à miroirs de Bragg, j'ai proposé un second concept de Fabry-Perot microstructuré, uniquement fait de silicium, et dont les miroirs sont des empilements de Bragg en silicium cristallin et gravé. Ce concept est par ailleurs modulaire, contrairement au FP158. Il est constitué de couches élémentaires que l'on empiler les unes sur les autres. On peut adapter le nombre de couches pour ajuster la résolution du spectromètre. Les premiers échantillons de ce nouveau concept n'ont cependant pas pu être fabriqués à temps pour ces travaux de thèse, mais sont très prometteurs. Nous pensons que ce concept corrige à la fois les défauts du FP158 et les difficultés liées à la fragilité du premier Fabry-Perot à miroirs de Bragg.

En parallèle de ces développements, nous avons réalisé les premières mesures de caractérisation de la réponse spectrale des matrices de bolomètres B-BOP, confirmant leur excellente absorption du rayonnement (>90%) dans les gammes visées. Cela ouvre donc la voie à un futur couplage d'un Fabry-Perot sur ce type de matrice. Avec cet objectif, j'ai ainsi développé des modèles de simulation qui ont permis de caractériser

le comportement spectral des différents Fabry-Perot couplés à un bolomètre. En poursuivant les travaux de notre équipe sur le sujet, j'ai pu déterminer les paramètres clefs du couplage et caractériser avec précision les conséquences sur les performances. Les conclusions principales de cette étude montrent qu'un tel couplage, lorsqu'il est optimal, permet à la fois d'élargir la bande spectrale du détecteur, et d'optimiser l'efficacité du Fabry-Perot lorsqu'elle n'est pas de 100%.

Enfin, les derniers travaux de ce projet ont été de mettre en perspective ces développements instrumentaux en les replaçant dans le contexte d'observations astrophysiques. J'ai choisi 5 observatoires sur lesquels j'ai modélisé les performances observationnelles de plusieurs instruments composés des bolomètres polarimétriques B-BOP et de différents Fabry-Perot de Bragg et microstructurés, à plusieurs résolutions spectrales. Nous avons comparé les différents cas entre eux, ainsi qu'avec les performances réelles d'observatoires existants. Les résultats obtenus permettent de quantifier les performances sur le ciel des instruments que nous avons conçus, de pointer les points faibles et forts, et de préparer de prochaines installations de B-BOP et de nos Fabry-Perot sur des futures missions d'observation du milieu interstellaire.

Avec les résultats obtenus lors de cette thèse, la poursuite des travaux sur les Fabry-Perot que nous avons développés semble inévitable. Un certain nombre de pistes sont à considérer suivant les perspectives concrètes d'application de telles technologies sur de futurs instruments. Tout d'abord, il me semble important de poursuivre la fabrication des Fabry-Perot microstructurés et de continuer à optimiser le concept afin de démontrer expérimentalement le fonctionnement et les performances de ce concept novateur et très prometteur. Le FP de Bragg à balayage a démontré ses performances et est théoriquement prêt à être utilisé pour de futures observations. Nous avons cependant expérimenté quelques difficultés liées à la sensibilité de nos prototypes aux déformations, et des recherches quant à l'amélioration de la robustesse des empilements de Bragg, permettraient de rendre ces spectromètres encore plus robustes qu'ils ne le sont déjà. Enfin, nous pouvons imaginer l'utilisation de technologies de type MOEMS pour actionner la cavité de ce type de Fabry-Perot afin d'en faire des spectromètres réellement compacts.

Pour finir, les travaux présentés dans ce manuscrit concernant le développement de nouvelles technologies de miroirs ou d'interféromètre en silicium ont comme objectif premier de perfectionner les performances des instruments de détection pour l'astrophysique. Cependant, il est important de noter qu'une partie de ces travaux peut aussi être adaptée et appliquée à bien d'autres domaines. En effet, le domaine submillimétrique est un formidable laboratoire de nouvelles technologies optiques non-classiques. Que ce soit les miroirs de Bragg diélectriques, les matériaux microstructurés, les surfaces HIS ou encore les miroirs en patchs métalliques, tous ces

concepts novateurs utilisent la physique sub- λ . Ces métamatériaux, actuellement développés pour des longueurs d'onde supérieures à 100 μm , permettent d'élargir considérablement les capacités optiques des instruments scientifiques, à la fois en terme de compacité, et de masse, mais également avec l'ajout de nouvelles fonctions optiques (polarimétrie, déphasage, etc.). Nous avons, avec nos développements, apporté une nouvelle contribution à l'essor de cette optique nouvelle-génération. Et elle pourrait, à terme, avec le perfectionnement des technologies de micro-fabrication, être généralisée à l'infrarouge, au visible et au-delà.

Annexes

ANNEXE A : DERIVATION DE LA FORMULE D'AIROY D'UN FABRY-PEROT

Considérons un Fabry-Perot formé de deux miroirs plans, semi-infinis, parfaitement parallèles M_1 et M_2 , de coefficients de réflexion de Fresnel respectifs r_1 et r_2 , et espacés de d . Soit une onde incidente dont on note le vecteur de champ électrique $\vec{E}_0 = E_0 e^{j(\omega t - \phi_0)} \vec{u}_0$ avec E_0 l'amplitude de l'onde, et \vec{u}_0 le vecteur unitaire de la direction du champ \vec{E}_0 . Cette onde arrive avec un angle θ sur le miroir M_1 , tel qu'affiché en figure A.1.

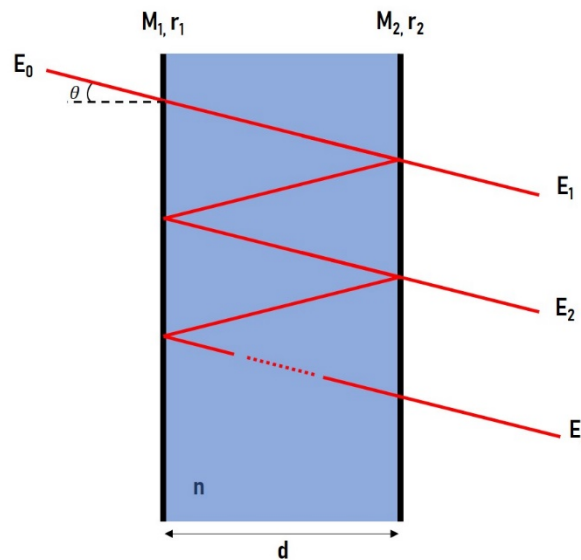


FIGURE A.1 : Schéma d'un Fabry-Perot

En pénétrant dans la cavité de Fabry-Perot par le M_1 , l'amplitude devient $E_0(1 - r_1)$. A chaque réflexion sur le miroir M_1 , l'amplitude est multipliée par r_1 , de même avec M_2 et r_2 , et en sortant de la cavité, par $1 - r_2$.

Ainsi, on peut écrire les champs électriques des différentes ondes transmises par la cavité, $E_1, E_2, E_3 \dots E_i$:

$$\begin{aligned}
 E_1 &= E_0(1 - r_1)(1 - r_2)e^{j(\omega t - \phi_1)} \\
 E_2 &= E_0 r_1 r_2 (1 - r_1)(1 - r_2)e^{j(\omega t - \phi_2)} \\
 E_3 &= E_0 (r_1 r_2)^2 (1 - r_1)(1 - r_2)e^{j(\omega t - \phi_3)} \\
 &\dots \\
 E_i &= E_0 (r_1 r_2)^{i-1} (1 - r_1)(1 - r_2)e^{j(\omega t - \phi_i)}
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

On a l'intensité I de l'onde transmise par le Fabry-Perot : $I = \vec{E} \cdot \vec{E}^*$, où \vec{E} est le champ total $\vec{E} = \sum_{i=0}^{\infty} E_i \vec{u}_i$.

On peut alors écrire :

$$E = \sum_{i=0}^{\infty} E_i \quad (\text{A.2})$$

$$E = E_0(1 - r_1)(1 - r_2) \sum_i^{\infty} (r_1 r_2)^{i-1} e^{j(\omega t - \phi_i)} \quad (\text{A.3})$$

On note ϕ_i la phase du champ E_i , et on remarque que

$$\phi_i = (\phi_i - \phi_{i-1}) + (\phi_{i-1} - \phi_{i-2}) + \dots + (\phi_2 - \phi_1) + \phi_1 = (i - 1)\Delta\phi + \phi_1 \quad (\text{A.4})$$

où $\Delta\phi = 2\pi\delta/\lambda$.

δ est la différence de chemin optique entre deux ondes sortantes du Fabry-Perot, et géométriquement, on a $\delta = 2nd \cos\theta$, avec n , l'indice optique de la cavité.

Donc :

$$\Delta\phi = (i - 1) \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos\theta + \phi_1 \quad (\text{A.5})$$

En réintégrant cette expression dans la relation A.3, on obtient :

$$E = E_0(1 - r_1)(1 - r_2) e^{j(\omega t - \phi_1)} \sum_i^{\infty} (r_1 r_2 e^{-j \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos\theta})^i \quad (\text{A.6})$$

Et puisque r_1 et r_2 , et l'exponentielle complexe sont inférieure à 1, E est une série géométrique et on a alors :

$$E = E_0(1 - r_1)(1 - r_2) e^{j(\omega t - \phi_1)} \frac{1}{1 - r_1 r_2 e^{-j \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos\theta}} \quad (\text{A.7})$$

En utilisant cette expression, on peut écrire $I = \vec{E} \cdot \vec{E}^*$ l'intensité totale transmise :

$$I = \frac{E_0^2 (1 - r_1)^2 (1 - r_2)^2}{1 + (r_1 r_2)^2 - 2r_1 r_2 + 4r_1 r_2 \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} nd \cos\theta \right)} \quad (\text{A.8})$$

On peut noter $R_1 = |r_1|^2$ et $R_2 = |r_2|^2$ les coefficients de réflexion en puissance des deux miroirs.

Alors finalement :

$$I = \frac{I_0 (1 - \sqrt{R_1})^2 (1 - \sqrt{R_2})^2}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right)} \quad (\text{A.9})$$

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1})^2 (1 - \sqrt{R_2})^2} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)} \quad (\text{A.10})$$

avec I_0 l'intensité de l'onde incidente et $\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} nd \cdot \cos\theta$.

Dans le cas deux miroirs identiques, $R_1 = R_2 = R$, et on a :

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)}. \quad (\text{A.11})$$

ANNEXE B : DERIVATION DES PARAMETRES DE STOKES

Les paramètres de Stokes sont couramment adoptés pour décrire tout état polarisé de la lumière. Pour une onde plane électromagnétique se déplaçant dans la direction z (vers nous, par exemple), nous pouvons écrire les deux composantes du champ électrique comme étant :

$$\begin{cases} E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Avec E_{0x} E_{0y} , respectivement les amplitudes maximales des composantes x et y , $\omega = 2\pi f$ la fréquence angulaire, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde, et δ_x et δ_y respectivement les phases de x et y . On pose $\delta = \delta_x - \delta_y$ la différence de phase entre les deux composantes orthogonales.

À partir des premières définitions, nous pouvons identifier des états de polarisation qui correspondent à des états spécifiques du champ électrique obtenus pour différentes combinaisons d'amplitudes et de phases. Ces états de polarisation sont schématisés dans la figure A.2. On considère que la lumière est polarisée uniquement linéairement, horizontalement/verticalement (LHP/LVP) si E_{0y} ou E_{0x} est égal à 0. Lorsque $E_{0x} = E_{0y}$ et $\delta = 0$ [π], la lumière est polarisée linéairement $\pm 45^\circ$ (L+45P/L-45P). Enfin, pour $E_{0x} = E_{0y}$ et $\delta = \frac{\pi}{2}$ [π], on a une lumière polarisée circulairement droite/gauche (RCP/LCP). Notons que les ondes RCP et LCP correspondent respectivement à des rotations dans le sens des aiguilles d'une montre et dans le sens inverse des aiguilles d'une montre lorsqu'elles se propagent vers l'observateur. Ces états de polarisation simplifient tout calcul de polarisation et, surtout, ils constituent la base de toute mesure de polarisation lors de la définition d'instruments scientifiques.

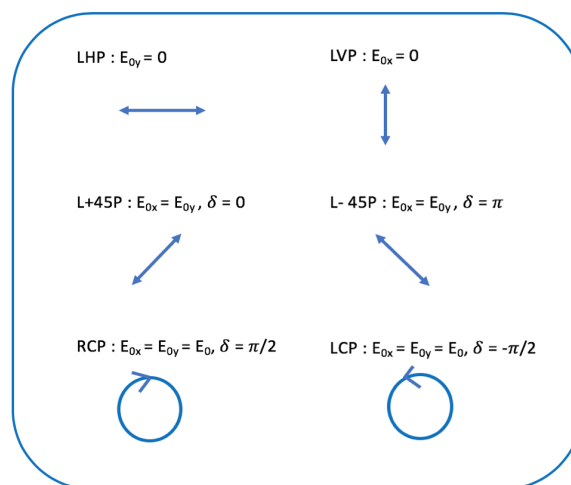


FIGURE A.2 : États de polarisation : polarisation linéaire horizontale/verticale (LHP/LVP), polarisation linéaire $\pm 45^\circ$ (L+45P/L-45P), lumière polarisée circulairement droite/gauche (RCP/LCP) (Collet, 2005).

Pour simplification, l'équation A.12 peut être écrite en notation complexe :

$$\begin{cases} E_x(z, t) = E_{0x} \exp(i\delta_x) \\ E_y(z, t) = E_{0y} \exp(i\delta_y) \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

On peut maintenant définir les paramètres de Stokes :

$$\begin{cases} S_0 = E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ S_1 = E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ S_2 = E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ S_3 = i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \end{cases} \quad (\text{A.14})$$

où * définit le complexe conjugué. Avec la formule A.13, on peut calculer ces quatre paramètres de Stokes :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y} \cos(\delta) \\ 2E_{0x}E_{0y} \sin(\delta) \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Par formalisme, ces quatre composantes sont communément nommées I , Q , U et V . Le vecteur de Stokes peut être facilement dérivé pour chaque état de polarisation :

$$\begin{aligned} S_{LHP} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}; S_{LVP} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}; S_{L+45P} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ S_{L-45P} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}; S_{RCP} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; S_{LCP} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Et avec ces vecteurs, on a la signification de chacun des paramètres de Stokes :

- I est l'intensité totale du champ électrique
- Q est la prépondérance de la lumière LHP sur la lumière LVP
- U est la prépondérance de la lumière L+45P sur la lumière L-45P
- V est la prépondérance de la lumière RCP sur la lumière LCP.

L'avantage de l'utilisation de ces paramètres est qu'ils décrivent à la fois n'importe quel état polarisé, mais aussi les états non polarisés. Un rayonnement S partiellement polarisé peut être représenté par :

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = (1 - \mathcal{P}) \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \mathcal{P} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

où \mathcal{P} correspond au degré de polarisation du rayonnement, et est compris entre 0 et 1. $\mathcal{P} = 1$ pour un rayonnement complètement polarisé et $\mathcal{P} = 0$, non polarisé. On peut

déterminer le degré de polarisation du rayonnement à l'aide des paramètres de Stokes ;

$$\mathcal{P} = \frac{I_{Pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (A.17)$$

ANNEXE C : PHOTOMETRIE & POLARIMETRIE : LE BANC DE TEST CRYOGENIQUE

Cette annexe a été rédigée par L. Rodriguez.

Les mesures de sensibilité et de polarimétrie présentées au début du chapitre 5 ont été réalisées dans un cryostat à dilution « ultra quiet » fourni par CryoConcept. Ce type de cryostat combine, un tube pulsé de 1,4 W à 4 K avec un circuit de dilution ^3He dans ^4He qui permet d'atteindre des températures limite de l'ordre d'une quinzaine de mK.

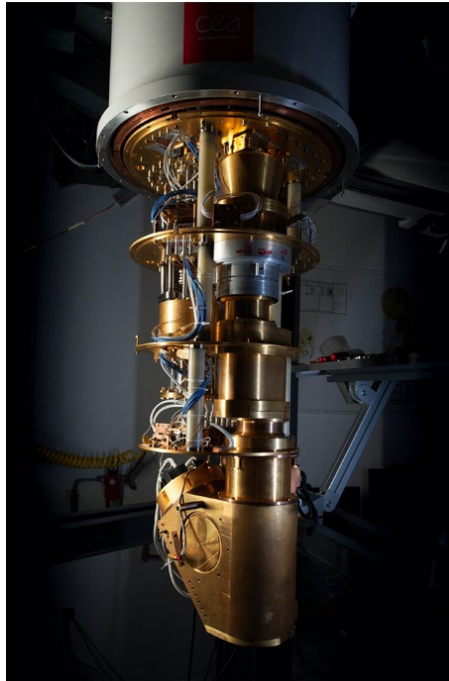


FIGURE A.3 : Vue de l'intérieur du cryostat CryoDET, on y distingue les différents plateaux associés : 4 K au niveau de l'écran Blanc, dernier niveau du tube pulsé, 1 K au niveau du chapeau de la source, 100 mK et 50 mK.

Quatre compartiments étanches à la lumière le constituent. Entre l'enceinte à vide et l'écran 40 K, le rayonnement à 300 K règne. Cet étage permet d'isoler le cryostat du monde extérieur. Entre les écrans 40 et 4 K, on peut placer différents dispositifs électroniques. À l'intérieur un espace entre 4 K et 1 K constitue la dernière barrière optique du cryostat assurant que le rayonnement extérieur a quasiment été supprimé. C'est dans cet espace à 1K qu'est rassemblée la totalité du dispositif optique nécessaire aux opérations. En dessous du plateau 1 K, activement refroidi par le « bouilleur » du circuit de dilution, nous avons deux étages de température, celui à 100 mK et celui à 20 mK que nous utilisons habituellement à 50 mK.

L'étage 20 mK est activement refroidi par la boîte à mélange, là où se produit la dilution des deux isotopes de l'hélium. Nos détecteurs et leur électronique proche y sont positionnés. On y trouve aussi des éléments passifs : les filtres optiques fournis par l'Université de Cardiff.

Le tube optique

Afin d'éviter l'entrée de toute lumière parasite, un tube optique noirci dans lequel 20 diaphragmes empêchent toute réflexion spéculaire (rapport Le Bret 2020), constitue le cœur du dispositif optique. Ce tube optique est constitué de trois segments isolés thermiquement les uns des autres.

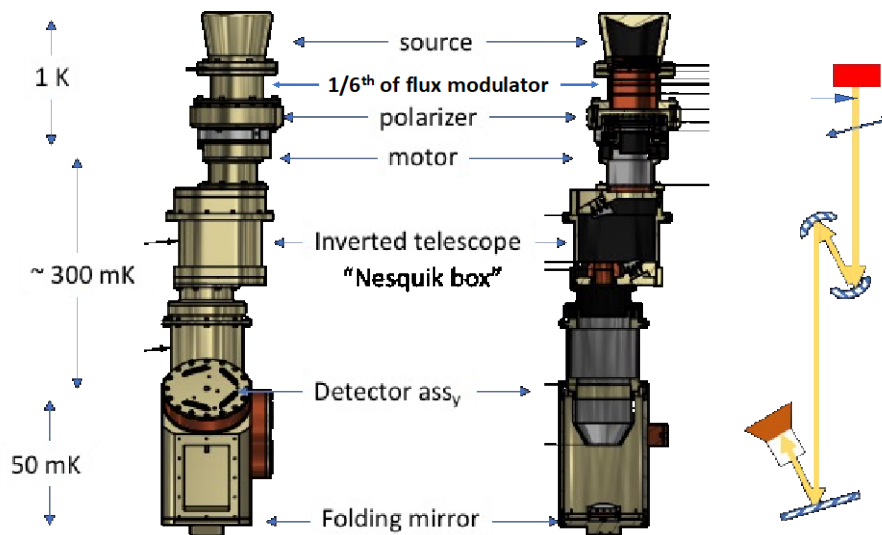


FIGURE A.4 : Trois vues schématiques du dispositif optique de tests pour les détecteurs à 50 mK. À droite, un schéma optique ultra-simplifié pour positionner les différents éléments du schéma éclaté (au centre), et à gauche le tube optique tel que vu de l'extérieur du cryostat.

À la température la plus basse on trouve la matrice de détecteurs, avec son environnement électronique proche. À l'autre extrémité, la source qui sera présentée dans le détail plus loin. La source étant constituée d'éléments rayonnants proche de 30 K, ce segment est attaché thermiquement à l'étage 1 K qui dispose de plus de puissance.

Juste après la source, on trouve sur le trajet optique, un modulateur. Ce modulateur est constitué par un occulteur triangulaire destiné à intercepter 1/6ème de la surface de la source quel que soit le flux qu'on programme sur le détecteur. Cet occulteur peut tourner autour d'un axe de façon à induire une modulation entre la position « pas d'occultation » à la position 1/6ème du flux occulté.

La raison de ce dispositif est liée au fonctionnement des bolomètres qui sont des détecteurs fortement non-linéaires. On produit ainsi, une modulation d'intensité réduite sur un fond contrôlé de façon à rester dans le régime de réponse aussi proche que possible du régime linéaire, à tous les domaines de flux explorés.

Juste après, on trouve un polariseur tournant, dont les fils de tungstène doré ont pas de 12,5 μm . Il intercepte toute la lumière en provenance de la source, et ne transmet qu'une direction de polarisation (à 100 μm de longueur d'onde et au-delà). Le

polariseur est orienté par un moteur développé et assemblé à Saclay qui permet un positionnement du polariseur à mieux que 30' d'arc. La source, le modulateur et le polariseur sont thermiquement liés à l'étage 1 K.

Le tronçon intermédiaire du tube optique est attaché thermiquement à l'étage 100 mK. Seul un dispositif optique passif y est attaché. Comme nous le verrons plus loin, les éléments qui constituent la source sont contraints par deux considérations physiques : avoir une température de fonctionnement autour de 30 K pour rayonner efficacement à 100 μm principalement, et avoir une superficie bien supérieure à la longueur d'onde pour pouvoir émettre comme un corps noir.

Pour des raisons d'encombrement, le tube optique enfermé dans le volume 1K du cryostat ne peut excéder 70 cm, et ce, malgré un miroir de repli. Les calculs montrent qu'il faudrait 2,5 m entre la source à 30 K et la matrice pour diluer suffisamment l'intensité optique et atteindre les flux (<1 fW par pixel) que le détecteur doit intercepter pour démontrer sa sensibilité. La solution consiste à simuler des « Jumelles inversées », dispositif qui semblent éloigner les objets, au lieu de les rapprocher, comme dans le fonctionnement habituel de cet arrangement. Pour cela, deux miroirs paraboliques hors d'axe agissent comme un télescope inversé simulant la distance Source-détecteurs de 2,5 m dans l'encombrement restreint disponible. Là encore, les 20 diaphragmes et le revêtement absorbant tout au long du tube contribuent à ce que tout le rayonnement hors de l'axe optique soit écarté du faisceau final sur les détecteurs.

La source.

S'assurer de l'intensité du flux qui tombe sur chaque détecteur n'est pas chose facile, quand on veut s'assurer de la sensibilité au niveau 10^{-18} W/Hz, et en dessous.

On peut jouer sur la température de la source, mais pour des flux extrêmement faibles cela induirait la nécessité faire appel à de très basses températures. Or le spectre du corps noir répond à la loi de déplacement de Wien. Des faibles températures impliquent un pic du corps noir à des longueurs d'onde élevées et par conséquent, pour 100 μm de longueur d'onde, de « trancher » par filtrage dans la partie « Wien » de la distribution des photons. Elle est, dans ce cas, relativement pentue. La moindre erreur dans la mesure spectrale des filtres, ou sur la température du corps noir, peut avoir des conséquences loin d'être négligeables sur la valeur du flux effectif sur les pixels. Seule alternative, travailler au point culminant de la distribution des photons. La formule de Planck indique que pour 100 μm , notre cible en λ , une température de 29 K est indiquée (figure A.5).

Un corps noir à cette température présente une luminance incompatible avec nos objectifs en termes de flux par pixel en vue directe. On peut intercaler des densités neutres ou trouver un moyen (très) efficace de diluer le faisceau. L'utilisation de

densités neutres a été rapidement écartée. Le niveau des facteurs de suppression nécessaires ne permet pas de garantir une précision meilleure qu'un facteur 3 au niveau des détecteurs !

Il avait, également, été proposé un ensemble de trous en série dans des tubes noircis. Cette solution est envisageable, mais dépend énormément des calculs optiques de diffraction.

Nous avons finalement opté pour l'option télescope inversé qui nous semblait la plus naturelle et robuste à condition de faire fabriquer des miroirs hors d'axe par une entreprise d'Optique.

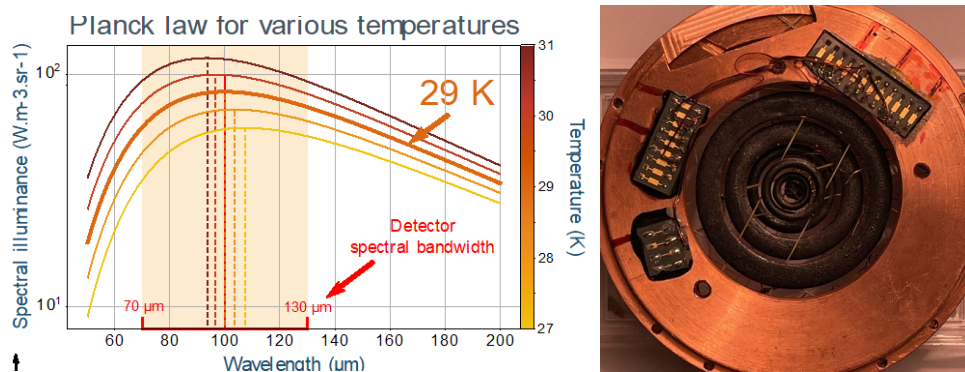


FIGURE A.5 : Spectre de corps noir attendu en fonction de la longueur d'onde autour de $100 \mu\text{m}$ pour différentes températures de l'émetteur. À droite une image de la source avec ses anneaux suspendus par des fils en kevlar.

Comment faire varier le signal si on ne peut pas (ou peu) jouer sur la température. La seule solution est de moduler la surface émettrice de la source. Pour cela, nous avons implanté dans la source, six anneaux concentriques, reposant sur des fils kevlar. Les anneaux sont noircis avec un mélange de colle 28-50 et de grains de carbure de Silicium de différentes tailles, réparties entre 50 et $500 \mu\text{m}$. La recette a été établie par le SRON aux Pays-Bas, il y a quelques années (Diez, et al., 2000), et vérifiée par les soins de l'équipe durant le développement du Photomètre PACS. Nous pouvons ainsi faire varier la surface de la source en « allumant » les différents anneaux. La figure ci-dessous montre la répartition des flux auxquels sont soumis les détecteurs si on n'utilise qu'un anneau à la température optimale de $\sim 30 \text{ K}$. Bien sûr on peut les combiner pour avoir plus de valeurs de flux à notre disposition. On comprend alors la raison de la forme triangulaire du modulateur décrit plus haut. La pointe du triangle se confond avec le centre des anneaux, le tout, situés optiquement à une pupille du schéma optique.

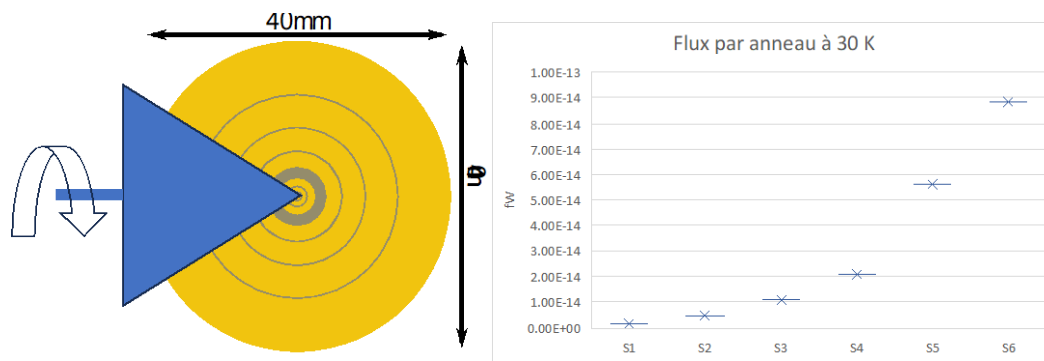


FIGURE A.6 : Schéma des anneaux de la source et flux calculé, par pixel, pour chacun des anneaux.

Comme cela peut être noté sur la figure A.6, la coiffe de la source a, intérieurement, une forme telle qu'aucun rayon issu des anneaux, vers l'arrière, ne puisse être reflété vers le détecteur.

ANNEXE D : DERIVATION DU SNR SUR LA PUISSANCE ABSORBÉE, POUR UNE SOURCE POLARISÉE

Cette annexe est extraite et traduite du document interne BBOP-DAP-RP-0002.

Pour pouvoir utiliser l'équation 5.1 afin de calculer la limite de sensibilité dans le cas d'une source ponctuelle ou étendue polarisée, nous devons d'abord relier snr_p au SNR requis dans le système de détection. Comme nous l'avons mentionné à plusieurs reprises, nous absorbons la puissance entrante avec des réseaux de dipôles orientés à 0, 90, 45 et -45, et nous déduisons les paramètres de polarisation de la lumière entrante en comparant la puissance mesurée par chacune de ces grilles. Nous utiliserons les notations P^0 , P^{90} , P^{45} et P^{-45} pour désigner la puissance absorbée par chacun de ces réseaux. En raison de ces orientations, on peut également utiliser les lettres majuscules L et V pour désigner chaque type de pixel. Dans les équations suivantes, lorsque les exposants disparaissent dans la notation, cela signifie que nous avons additionné la puissance absorbée par les deux grilles à l'intérieur du pixel (mode de puissance totale). En outre, nous considérons que la puissance tombant sur les pixels se compose de la puissance de la source d'intérêt, polarisée linéairement à un certain niveau p , et de la puissance des arrière-plans, que nous considérons comme non polarisés, qui combine à la fois l'arrière-plan astrophysique de la scène que nous observons et les arrière-plans thermiques produits par le télescope et d'autres composants (détaillés dans le chapitre 5). Pour faire la distinction entre les deux, nous utiliserons les notations P_s et P_b , et noterons P_t la somme des deux.

En pratique, les paramètres de polarisation seront dérivés de la mesure du déséquilibre entre la puissance absorbée dans deux réseaux dipolaires perpendiculaires, déséquilibre créé par la puissance absorbée modifiant les résistances thermiquement variables à l'intérieur d'un pont de Wheatstone. Nous ne mesurons donc pas les puissances sur les différentes grilles dipolaires, mais pour les besoins de cette dérivation de la sensibilité, nous supposons que nous disposons d'une méthode pour récupérer cette information.

Déterminons maintenant le rapport r de ces puissances absorbées :

$$\begin{cases} r_L = \frac{P_t^0 - P_t^{90}}{P_t^0 + P_t^{90}} \\ r_V = \frac{P_t^{45} - P_t^{-45}}{P_t^{45} + P_t^{-45}} \end{cases} \quad (A.18)$$

Développons l'un de ces rapports (l'arithmétique est la même). Comme nous supposons que seule la composante source est polarisée, le déséquilibre entre les deux mesures effectuées avec des dipôles orthogonaux n'est dû qu'à la source. Donc :

$$r_L = \frac{P_s^0 - P_s^{90}}{P_t} = \frac{P_s^0 - P_s^{90}}{P_s} \times \frac{P_s}{P_t} \quad (\text{A.19})$$

puis, faisons l'hypothèse « radicale » que :

$$p = \frac{P_s^0 - P_s^{90}}{P_s} \quad (\text{A.20})$$

Il s'agit d'une hypothèse forte car elle implique que la direction de la polarisation linéaire est alignée sur l'un des réseaux de dipôles. Cependant, étant donné que nous avons des dipôles orientés selon n'importe quel multiple de 45, cette hypothèse n'est peut-être pas aussi incorrecte qu'on pourrait le penser (l'erreur maximale que nous commettons sur p est probablement de l'ordre de 30 %, c'est-à-dire $1 - \cos \pi/4$).

On peut donc écrire que :

$$p = r_L \times \frac{P_t}{P_s} = \frac{P_t^0 - P_t^{90}}{P_s} \quad (\text{A.21})$$

À partir de cette équation, nous allons en dériver une qui relie la valeur snr_p fournie par l'utilisateur aux quantités mesurées dans notre appareil. Notons σ^P , la valeur rms des fluctuations de l'une des composantes de polarisation de la puissance entrante (P_t^0 , P_t^{90} , P_t^{45} ou P_t^{-45}). Comme nous considérons des cas où la fraction de polarisation est faible, nous pouvons supposer que cette valeur efficace est la même pour n'importe laquelle de ces composantes. Nous pouvons utiliser les relations de propagation d'erreur pour dériver de l'équation A.21 la relation entre les différentes amplitudes d'erreur de chaque facteur de l'équation :

$$\frac{\sigma^P}{p} = \sqrt{\left(\frac{\sigma^{P_t^0 - P_t^{90}}}{P_t^0 - P_t^{90}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma^{P_s}}{P_s}\right)^2} \quad (\text{A.22})$$

La valeur rms de la quantité $(P_t^0 - P_t^{90})$ est $\sqrt{2}\sigma^P$, et comme $P_s = P_t - P_b$ et $P_t = P_t^0 + P_t^{90}$, on peut écrire que $\sigma^{P_s} = \sqrt{2}\sigma^{P_t} = 2\sigma^P$. Par conséquent, nous pouvons réécrire l'équation ci-dessus comme suit :

$$\frac{\sigma^P}{p} = \sqrt{\frac{2(\sigma^P)^2}{(P_t^0 - P_t^{90})^2} + \frac{4(\sigma^P)^2}{P_s^2}} = \sqrt{2} \frac{\sigma^P}{P_s} \sqrt{2 + \frac{P_s^2}{(P_t^0 - P_t^{90})^2}} \quad (\text{A.23})$$

Comme $P_t^0 - P_t^{90} = P_s^0 - P_s^{90}$, et puisque seule la source est polarisée par hypothèse, le dernier rapport est en fait $1/p^2$ et nous avons donc (en identifiant de manière appropriée /le rapport signal/bruit fourni par l'utilisateur σ^P/p) :

$$P_s = \sqrt{2} snr_p \sigma^P \sqrt{2 + \frac{1}{p^2}} \quad (\text{A.24})$$

Cette équation montre que pour une observation donnée, la fraction de polarisation a un impact sur la limite de flux : plus la fraction de polarisation est faible et plus la limite de flux est élevée pour un signal à bruit demandé, et pour une fraction de polarisation donné (ce qui est attendu).

Bibliographie

- Abazajian, K. N. et al., 2015. Neutrino physics from the cosmic microwave background and large scale structure. *Astroparticle Physics*, Volume 63, pp. 66-80.
- Abeles, F., 1957. Optical properties of thin absorbing films. *JOSA*, 47(6), pp. 473-482.
- Adam, R. et al., 2018. The NIKA2 large-field-of-view millimetre continuum camera for the 30 m IRAM telescope. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 609, p. A115.
- Ade, P. A. R. et al., 2014. Constraints on Primordial Gravitational Waves Using Planck, WMAP, and New BICEP2/Keck Observations through the 2015 Season. *Physical review letters*, 121(22), p. 221301.
- Alves, J. F., Lada, C. J. & Lada, E. A., 2001. Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight. *nature*, 409(6817), pp. 159-161.
- André, P., 2012. The Herschel view of star formation. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 10(H16), pp. 31-48.
- André, P. et al., 2019. The role of molecular filaments in the origin of the prestellar core mass function and stellar initial mass function. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 629, p. L4.
- Andrews, D. H., Brucksch Jr, W. F., Ziegler, W. T. & Blanchard, E. R., 1942. Attenuated superconductors I. For measuring infra-red radiation. *Review of Scientific Instruments*, 13(7).
- Arzoumanian, D., André, P. & Didelon, P., 2011. Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 529, p. L6.
- Arzoumanian, D. et al., 2019. Characterizing the properties of nearby molecular filaments observed with Herschel. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 625, p. A45.
- Atherton, P. D., Reay, N. K., Ring, J. & Hicks, T. R., 1981. Tunable fabry-perot filters. *Optical Engineering*, 20(6), pp. 806-814.
- Audley, M. D., De Lange, G., Gao, J. R. & Jackson, B. D., 2018. The SAFARI detector system. *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy IX*, Volume 10788, pp. 151-157.
- Awais, M., Hussain, I., Ahmad, S. & Abbas, M., 2021. Control of double Fano resonances to double optomechanically induced transparencies in a four-mirror cavity set. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 54(5), p. 055403.

- Bally, J., Langer, W. D., Stark, A. A. & Wilson, R. W., 1987. Filamentary structure in the Orion molecular cloud. *Astrophysical Journal*, Volume 312, pp. L45-L49.
- Bate, M. R., Bonnell, I. A. & Bromm, V., 2003. The formation of a star cluster: predicting the properties of stars and brown dwarfs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 339(3), pp. 577-599.
- Berin, E. A. & Tafalla, M., 2007. Cold dark clouds: the initial conditions for star formation. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 45(1), pp. 339-396.
- Bernard, J. P., 2005. PILOT: measuring polarization in the interstellar medium. *17th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, Volume 590, pp. 587-592.
- Bernard, J. P. et al., 2016. PILOT: a balloon-borne experiment to measure the polarized FIR emission of dust grains in the interstellar medium. *Experimental Astronomy*, Volume 42, pp. 199-227.
- Bock, J. J., Chen, D., Mauskopf, P. D. & Lange, A. E., 1996. A novel bolometer for infrared and millimeter-wave astrophysics. *Infrared and Submillimeter Space Missions in the Coming Decade: Programmes, Programmatics, and Technology*, pp. 229-235.
- Bok, B. J., 1948. Dimensions and masses of dark nebulae.. *Harvard Observatory Monographs*, Volume 7, p. 53.
- Bouchareine, P., 1994. *Spectrométrie Optique*. Techniques Ingénieur éd. s.l.:s.n.
- Bounissou, S., 2019. "On-chip" astronomical instrumentation: bringing polarimetric and spectroscopic capabilities to the detector level, s.l.: s.n.
- Bradford, C. M. et al., 2002. SPIFI: a direct-detection imaging spectrometer for submillimeter wavelengths. *Applied Optics*, 41(13), pp. 2561-2574.
- Chabbal, R., 1953. *Recherche des meilleures conditions d'utilisation d'un spectromètre photoélectrique Fabry-Pérot*. s.l.:s.n.
- Clegg, P. E. et al., 1996. The ISO long-wavelength spectrometer. *Astronomy & Astrophysics*, 315(2), pp. L38-L42.
- Collet, E., 2005. *Field Guide to Polarization*. s.l.:s.n.
- Cormier, D., 2012. *The physical properties in the interstellar medium of low-metallicity dwarf galaxies*, s.l.: s.n.
- Cormier, D. et al., 2015. The Herschel Dwarf Galaxy Survey. Properties of the low-metallicity ISM from PACS spectroscopy. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 578, p. A53.
- Day, P. K. et al., 2003. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays. *Nature*, 425(6960), pp. 817-821.

- de Graauw, M. W. et al., 1993. Infrared Space Observatory (ISO) short-wavelength spectrometer. *Infrared Spaceborne Remote Sensing*, Volume 2019, pp. 24-27.
- De Graauw, T. et al., 2010. The Herschel-Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI). *Astronomy & Astrophysics*, Volume 518, p. L6.
- Debye, P., 1912. Einige resultate einer kinetischen theorie der isolatoren. *Physik Z*, Volume 13, p. 97.
- Diez, M. C. et al., 2000. Reflectance measurements on submillimeter absorbing coatings for HIFI. *UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments*, Volume 4013, pp. 129-139.
- Douthit, G. et al., 2018. Development of the Fabry-Perot interferometers for the HIRMES spectrometer on SOFIA. *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy IX*, Volume 10708, pp. 362-374.
- Draine, B. & Lee, H. M., 1984. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *Astrophysical Journal*, Volume 285, pp. 89-108.
- Dupleix, S., 1636. *Corps de Philosophie contenant la Logique, la Métaphysique et l'Ethique*. Genève: s.n.
- Dussopt, L. et al., 2022. High-Impedance Surfaces for Above-IC Integration of Cooled Bolometer Arrays at the 350- μm Wavelength. *Journal of Low Temperature Physics*, 209(5), pp. 1258-1263.
- Elmegreen, B. G. & Scallo, J., 2004. Interstellar turbulence I: observations and processes. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 42(1), pp. 211-273.
- Endo, A. et al., 2019. First light demonstration of the integrated superconducting spectrometer. *Nature Astronomy*, 3(11), pp. 989-996.
- Erickson, E. F., 2005. The SOFIA program. *Proceedings of the dusty and molecular universe: a prelude to Herschel and ALMA*, Volume 577, pp. 69-74.
- Fabry, C. & Perot, A., 1901. On a new form of interferometer. *Astrophysical Journal*, Volume 13, p. 265.
- Fano, U., 1961. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Physical Review*, 124(6), p. 1866.
- Fante, R. L. & McCormack, M. T., 1988. Reflection properties of the Salisbury screen. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 30(10), pp. 1443-1454.
- Farrah, D. et al., 2019. Far-infrared instrumentation and technological development for the next decade. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 5(2), pp. 020901-020901.

- Fasano, A. et al., 2024. CONCERTO: instrument and status. *EPJ Web of Conferences*, Volume 293, p. 00018.
- Fellgett, P., 1958. I.—les principes généraux des méthodes nouvelles en spectroscopie interférentielle—A propos de la théorie du spectromètre interférentiel multiplex.. *J. phys. radium*, 19(3), pp. 187-191.
- Feruglio, C. et al., 2013. NGC 6240: extended CO structures and their association with shocked gas. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 549, p. A51.
- Freeland, R. E. et al., 1997. Large inflatable deployable antenna flight experiment results. *Acta Astronautica*, 41(4-10), pp. 267-277.
- Galliano, F., Galametz, M. & Jones, A. P., 2018. The interstellar dust properties of nearby galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 56(1), pp. 673-713.
- Glenn, J. et al., 2024. PRIMA: the PRobe far-Infrared Mission for Astrophysics. *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Volume 56, pp. 450-02.
- Greene, T. et al., 2007. Observing exoplanets with the JWST NIRCам grisms. *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets III*, Volume 6693, pp. 153-162.
- Griffin, M. et al., 2006. Herschel-SPIRE: design, performance, and scientific capabilities. *Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter*, Volume 6265, pp. 57-68.
- Gry, C., Swinyard, B. & Harwood, A., 2003. *LWS—The Long-Wavelength Spectrometer*. s.l.:ESA.
- Guillet, V. et al., 2018. Dust models compatible with Planck intensity and polarization data in translucent lines of sight. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 610, p. A16.
- Hadley, L. N. & Dennison, D. M., 1947. Reflection and transmission interference filters part I. theory. *JOSA*, 37(6), pp. 451-465.
- Hansen, G. L., Schmit, J. L. & Casselman, T. N., 1982. Energy gap versus alloy composition and temperature in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. *Journal of Applied Physics*, 53(10), pp. 7099-7101.
- Harper, D. A. et al., 2018. HAWC+, the far-infrared camera and polarimeter for SOFIA. *Journal of Astronomical Instrumentation*, 4(04), p. 1840008.
- Hecht, E., 2002. *Optics*. s.l.:s.n.
- Hennebelle, P. & Inutsuka, S. I., 2019. The role of magnetic field in molecular cloud formation and evolution. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, Volume 6, p. 5.
- Hernández, G., 1988. *Fabry-perot interferometers (No. 3)*. s.l.:Cambridge University Press.

- Herschel, W., 1785. XII. On the construction of the heavens.. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Issue 75, pp. 213-266.
- Heyminck, S. et al., 2002. GREAT: the SOFIA high-frequency heterodyne instrument. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 542, p. L1.
- Hiltner, W. A. & Scoville Hall, J., 1949. The Polarization of Starlight. *A Source Book in Astronomy and Astrophysics*, pp. 613-616.
- Holland, W., Duncan, W. & Griffin, M., 2002. Bolometers for submillimeter and millimeter astronomy. *Single-Dish Radio Astronomy: Techniques and Applications*, Volume 278, pp. 463-491.
- Hollenbach, D. J., 1990. *Photodissociation regions*. Berkeley CA, Astronomical Society of the Pacific, pp. 167-181.
- Inoue, T. & Fukui, Y., 2013. Formation of massive molecular cloud cores by cloud–cloud collision. *The Astrophysical Journal Letters*, 774(2), p. L31.
- Jeans, J. H., 1902. The stability of a spherical nebula.. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 199(312-320), pp. 1-53.
- Kaiser, R., 2002. Experimental investigation on the formation of carbon-bearing molecules in the interstellar medium via neutral– neutral reactions. *Chemical Reviews*, 102(5), pp. 1309-1358.
- Kamionkowski, M. & Loeb, A., 1997. Getting around cosmic variance. *Physical Review D*, 56(8), p. 4511.
- Karkare, K. S. et al., 2022. SPT-SLIM: a line intensity mapping pathfinder for the south pole telescope. *Journal of Low Temperature Physics*, 209(5), pp. 758-765.
- Klessen, R. S. & Hennebelle, P., 2010. Accretion-driven turbulence as universal process: galaxies, molecular clouds, and protostellar disks. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 520, p. A17.
- Lamarre, J. M., 1986. Photon noise in photometric instruments at far-infrared and submillimeter wavelengths. *Applied Optics*, 25(6), pp. 870-876.
- Lamarre, J. et al., 2009. Planck pre-launch status: The HFI instrument, from specification to actual performance.. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 520, p. A9.
- Langley, S. P., 1880. The bolometer and radiant energy. *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, Volume 16, pp. 342-358.
- Lesurf, J. C. G., 2017. *Millimetre-wave optics, devices and systems*. CRC Press éd. s.l.:s.n.

- Lowe, I. et al., 2020. Characterization, deployment, and in-flight performance of the BLAST-TNG cryogenic receiver.. *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy X*, Volume 11453, pp. 31-42.
- Mac Low, M. M. & Klessen, R. S., 2004. Control of star formation by supersonic turbulence. *Reviews of modern physics*, 76(1), p. 125.
- MacGregor, M., Cooray, A. & Team, F., 2024. The Far-Infrared Spectroscopy Space Telescope (FIRSST). *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 56(2), pp. 457-07.
- MacKenty, J. W., 1992. *Hubble space telescope: wide field-planetary camera instrument handbook (Vol. 6)*. Space Telescope Science Institute éd. s.l.:s.n.
- Mangilli, A. et al., 2019. The geometry of the magnetic field in the central molecular zone measured by PILOT. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 630, p. A74.
- Mao, H. et al., 2016. EMS-based tunable Fabry–Perot filters for adaptive multispectral thermal imaging. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 25(1), pp. 227-235.
- Marques, D. M., Guggenheim, J. A. & Munro, P. R., 2021. Analysing the impact of non-parallelism in Fabry-Perot etalons through optical modelling. *Optics Express*, 29(14), pp. 21603-21614.
- Martignac, J. et al., 2022. AIRS: ARIEL IR spectrometer status. *Space Telescopes and Instrumentation 2022: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, Volume 12180, pp. 427-453.
- Martin, D. H. & Puplett, E., 1970. Polarised interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum. *Infrared Physics*, 10(2), pp. 105-109.
- Mroczkowski, T. et al., 2024. Design of the 50-meter Atacama Large Aperture Submm Telescope. *arXiv preprint*, Issue 2402.18645.
- Nakajima, K. & Usami, N., 2009. *Crystal growth of Si for solar cells (Vol. 97)*. Springer éd. Berlin, Heidelberg: s.n.
- Neugebauer, G. et al., 1984. The infrared astronomical satellite (IRAS) mission. *Astrophysical Journal, Part 2-Letters to the Editor*, Volume 278, pp. L1-L6.
- Newton, I., 1722. *Traité d'optique*. s.l.:s.n.
- Nyman, L. Å., Schilke, P. & Booth, R. S., 2002. Apex-the atacama pathfinder experiment. *The Messenger*, Issue 109, pp. 18-21.
- Palik, E. D., Boukari, H. & Gammon, R. W., 1996. Experimental study of the effect of surface defects on the finesse and contrast of a Fabry–Perot interferometer. *Applied Optics*, 35(1), pp. 38-50.
- Panopoulou, G. V. et al., 2022. The width of Herschel filaments varies with distance. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 657, p. L13.

- Penzias, A. A. & Wilson, R. W., 1965. Measurement of the Flux Density of CAS a at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, Volume 142, p. 1149.
- Pilbratt, G. L. et al., 2010. Herschel Space Observatory-An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 518, p. L1.
- Planck Collaboration, 2014. Planck 2013 results: XXVII. Doppler boosting of the CMB: Eppure si muove. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 574, p. 11.
- Planck Collaboration, 2020. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters.
- Poglitsch, A. et al., 1991. The MPE/UCB far-infrared imaging Fabry-Perot interferometer (FIFI). *International journal of infrared and millimeter waves*, Volume 12, pp. 859-884.
- Poglitsch, A. et al., 2010. The photodetector array camera and spectrometer (PACS) for the Herschel Space Observatory. *Astronomy & astrophysics*, Volume 518, p. L2.
- Pracht, U. S. et al., 2012. Direct observation of the superconducting gap in a thin film of titanium nitride using terahertz spectroscopy. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 86(18), p. 184503.
- Ramasawmy, J., Stevens, J., Martin, G. & Geach, J. E., 2019. A flat trend of star formation rate with X-ray luminosity of galaxies hosting AGN in the SCUBA-2 Cosmology Legacy Survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 486(3), pp. 4320-4333.
- Revéret, V., 2004. *Etude de faisabilité d'une caméra bolométrique pour l'imagerie à haute résolution à 1.3mm de longueur d'onde pour l'IRAM*, Université Pierre et Marie Curie - Paris: Thèse de doctorat.
- Revéret, V. et al., 2014. The ArTéMiS wide-field sub-millimeter camera: preliminary on-sky performance at 350 microns. *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII*, Volume 9153, pp. 75-85.
- Revéret, V., Rodriguez, L. & Agnès, P., 2010. Enhancing the spectral response of filled bolometer arrays for submillimeter astronomy. *Applied Optics*, 49(35), pp. 6726-6736.
- Revéret, V. et al., 2020. B-BOP: the SPICA imaging polarimeter. *Space Telescopes and Instrumentation 2020: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, Volume 11443, pp. 1082-1091.
- Risacher, C. et al., 2018. The upGREAT 1.9 THz multi-pixel high resolution spectrometer for the SOFIA Observatory. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 595, p. A34.
- Roelfsema, P. R. et al., 2018. SPICA - a large cryogenic infrared space telescope: unveiling the obscured universe. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, Volume 35, p. e030.

- Rosenthal, D., Beeman, J. W., Geis, N. & Grözinger, U., 2002. Stressed Ge: Ga detector arrays for PACS and FIFI LS. *Far-IR, Sub-MM & MM Detector Technology Workshop*, pp. 2-02.
- Sakai, K. & Genzel, L., 1983. Far Infrared Metal Mesh Filters and Fabry-Perot Interferometry. *Reviews of Infrared and Millimeter Waves*, Volume 1, pp. 155-247.
- Schneider, N. et al., 2023. Ionized carbon as a tracer of the assembly of interstellar clouds. *Nature Astronomy*, 7(5), pp. 546-556.
- Sekimoto, Y. et al., 2018. Concept design of the LiteBIRD satellite for CMB B-mode polarization. *Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, Volume 10698, pp. 613-629.
- Shklovskii, B. I. & Éfros, A. L. V., 1975. Percolation theory and conductivity of strongly inhomogeneous media. *Soviet Physics Uspekhi*, 18(11), p. 845.
- Stacey, G. J. et al., 1991. The 158 micron C II line - A measure of global star formation activity in galaxies. *Astrophysical Journal*, Volume 373, pp. 423-444.
- Stacey, G. J., Hayward, T. L., Latvakoski, H. M. & Gull, G. E., 1993. KWIC: a widefield mid-infrared array camera/spectrometer for the KAO. *Infrared Detectors and Instrumentation*, Volume 1946, pp. 238-248.
- Suter, M. & Dietiker, P., 2014. Calculation of the finesse of an ideal Fabry-Perot resonator. *Applied Optics*, 53(30), pp. 7004-7010.
- Swinyard, B. & Wild, W., 2013. *Far-infrared imaging and spectroscopic instrumentation. Observing Photons in Space: A Guide to Experimental Space Astronomy*. s.l.:s.n.
- Synova S.A., 2024. *Synova company website*. [En ligne]
Available at: <https://www.synova.ch/>
- Tarasov, M. et al., 2021. Arrays of Sub-Terahertz Cryogenic Metamaterial. *Applied Sciences*, 11(20), p. 9649.
- Tauber, J. A. et al., 2010. Planck pre-launch status: The Planck mission.. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 520, p. L1.
- Tielens, A. G., 2005. *he physics and chemistry of the interstellar medium*. s.l.:Cambridge University Press.
- Tollet, T. et al., 2024. Tuneable Spectrometer for Submillimeter Astronomy Based on Silicon Fabry-Perot, Preliminary Results. *Journal of Low Temperature Physics*, pp. 1-10.
- Tu, X., Mario, L. Y. & Mei, T., 2010. Coupled fano resonators. *Optics express*, 18(18), pp. 18820-18831.
- Ulrich, R., 1967. Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure. *Infrared Physics*, 7(1), pp. 37-55.

- Ulrich, R., Renk, K. & Genzel, L., 1963. Tunable Submillimeter Interferometers of the Fabry-Perot. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions*, Volume 11, pp. 363-371.
- Vuichard S.A., 2024. *Vuichard company website*. [En ligne]
Available at: <https://vuichard.fr/>.
- Walker, C., 2023. Single Aperture Large Telescope for Universe Studies (SALTUS). *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Volume 55, pp. 314-03.
- Weintraub, D. A., Goodman, A. A. & Akeson, R. L., 2000. Polarized light from star-Forming regions. *Protostars and Planets*, Volume 247, p. 14.
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D. & McKee, C. F., 2010. The dark molecular gas. *The Astrophysical Journal*, 716(2), p. 1191.
- Wood, K., 1997. Scattering and Dichroic Extinction: Polarimetric Signatures of Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 477(1), p. L25.
- Yaman, M., Kondakci, H. E. & Bayindir, M., 2010. Large and dynamical tuning of a chalcogenide Fabry-Perot cavity mode by temperature modulation. *Optics express*, 18(3), pp. 3168-3173.
- Zielinski, N. & Wolf, S., 2022. Magnetic field structure of OMC-3 in the far infrared revealed by SOFIA/HAWC+.. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 659, p. A22.
- Zmuidzinas, J., 2003. Thermal noise and correlations in photon detection. *Applied Optics*, 42(25), pp. 4989-5008.
- Zuckerman, B. & Palmer, P., 1974. Radio radiation from interstellar molecules. *Annual review of astronomy and astrophysics*, Volume 12, pp. 279-313.