



HAL
open science

Nika2: mesure de la polarisation avec des KIDs et perspectives pour la mesure du fond diffus cosmologique

Aina Andrianasolo

► **To cite this version:**

Aina Andrianasolo. Nika2: mesure de la polarisation avec des KIDs et perspectives pour la mesure du fond diffus cosmologique. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY077 . tel-02936622

HAL Id: tel-02936622

<https://theses.hal.science/tel-02936622v1>

Submitted on 11 Sep 2020

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Astrophysique et Milieux Dilués**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Aina Andrianasolo

Thèse dirigée par **Nicolas Ponthieu**
et codirigée par **François-Xavier Désert**

préparée au sein de **l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)**
et de **l'École Doctorale de Physique de Grenoble**

NIKA2 : mesure de la polarisation avec des KIDs et perspectives pour la mesure du fond diffus cosmolo- gique

Thèse soutenue publiquement le **20 Décembre 2019**,
devant le jury composé de :

Sophie Henrot-Versillé

Directeur de recherche, LAL Orsay, Rapporteur

Jean-Philippe Bernard

Directeur de recherche, IRAP Toulouse, Rapporteur

Jonathan Ferreira

Professeur, IPAG Grenoble, Président

Julien Grain

Chargé de recherche, IAS Orsay, Examineur

Nicolas Ponthieu

CR1, IPAG Grenoble, Directeur de thèse

François-Xavier Désert

Astronome, IPAG Grenoble, Co-Directeur de thèse



*When you bow deeply to the
universe, it bows back*

Morihei Ueshiba

Remerciements

On m'avait prévenue, une thèse est un marathon de plusieurs années, qui pendant les derniers mois se transforme en une véritable course contre la montre. Ce serait mentir de dire que la pensée de tout abandonner ne m'ait jamais traversé l'esprit. Mais c'est aussi cette expérience qui m'a permis de mieux me connaître, de puiser dans des forces que je ne pensais pas avoir et de dépasser mes limites. Durant ces trois années de thèse, j'ai pu faire un travail passionnant et stimulant. Mais au delà d'un travail, c'était pour moi une aventure humaine exceptionnelle, et par ces quelques lignes, j'aimerais remercier toutes les personnes qui m'ont aidée à me dépasser, et avec qui j'ai passé des moments formidables. Cette thèse restera une étape importante de ma vie, dont les souvenirs resteront marqués en moi.

Tout d'abord, j'aimerais remercier l'ensemble des membres de mon jury : Jonathan Ferreira, Julien Grain, et particulièrement Sophie Henrot-Versillé et Jean-Philippe Bernard pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Merci de tout l'intérêt que vous avez porté à ce travail. Merci pour les questions, conseils et corrections que vous m'avez apportés et qui ont permis l'amélioration de la qualité de ce manuscrit.

Je tiens tout particulièrement à remercier mes directeurs de thèse, pour qui j'éprouve une profonde reconnaissance, Nicolas Ponthieu et François-Xavier Désert. Ce fut un honneur de travailler avec vous.

Premièrement, Xavier, en tant que Directeur de l'IPAG, merci de m'avoir accueillie dans cet établissement. J'ai énormément apprécié mon séjour à l'IPAG, et j'ai pu y travailler dans d'excellentes conditions. Deuxièmement, Xavier, en tant que co-directeur de thèse. Malgré le fait que tu sois très occupé de par tes fonctions de directeur du laboratoire, tu as toujours su trouver le temps afin de répondre à mes questions et de travailler avec moi. J'ai toujours été impressionnée par l'intuition dont tu savais faire preuve et par l'expérience que tu m'apportais. Pour tout cela, merci.

Nicolas, Nico, Nico Sensei, "merci" n'est pas assez fort pour t'exprimer toute ma gratitude. Dès les premiers jours tu m'as intégrée avec douceur que ce soit à l'IPAG ou au LPSC. Merci de m'avoir guidée tout au long de cette thèse. Je m'estime chanceuse d'avoir pu apprendre et travailler à tes côtés. En effet, je pense que ces heures passées à nous casser la tête sur, entre autres, les données polar ont été pour moi formatrices. Merci de m'avoir toujours soutenue avec le sourire, dans mes hauts et mes bas, la patience dont tu as fait preuve avec moi a été salvatrice. Je me suis littéralement accrochée à tes mots afin de mener ma barque à destination : "C'est sur un champ de bataille qu'un Samourai se découvre". Au-delà du travail, merci pour tous les bons moments qu'on a pu passer ensemble, que se soit au labo, au télescope, à l'Aïkido, ou autour d'un verre. Merci du fond du coeur d'avoir toujours été bienveillant. Tu es une personne en qui on peut avoir entièrement confiance. Je te suis infiniment reconnaissante pour cette écoute sans faille que tu as toujours su m'accorder et pour les mots justes que tu as su trouver. Je suis heureuse d'avoir rencontré un ami, comme on en rencontre rarement dans la vie. Pour tout cela, Nico Sensei, merci.

Je tiens à remercier l'ensemble de la collaboration *NIKA2*, au sein de laquelle j'ai effectué ma thèse, et qui m'a si chaleureusement bien accueillie. Je remercie tout particulièrement, Juan, Frédéric, Laurence, Martino, Alessandro, Samuel et Andrea avec qui j'ai pu partager et apprendre toujours dans la bonne humeur. Un grand merci à ceux qui ont pu assister aux répétitions de ma soutenance, les conseils que vous m'avez prodigués ont été d'une aide précieuse.

En plus de la collaboration *NIKA2*, je souhaite également remercier toute la team LPSC : Cécile, Laurent, et mes collègues du fameux bureau 333 (Florian R., Nico, Vincent, Florian K., Alex), avec qui les discussions pouvaient passer de l'analyse de données à des conversations beaucoup moins sérieuses dont je tairai les sujets au risque de choquer les âmes sensibles (cf. Le Carnet...). Du fond du coeur, merci à David et Céline, pour l'oreille attentive et les encouragements que vous m'avez donnés, surtout dans les derniers mois. J'avoue que je ne m'attendais pas à m'attacher à autant de personnes, ce fut une joie de travailler avec vous, et de vous côtoyer.

Je souhaite remercier sincèrement l'IRAM, qui m'a permis d'aller faire des observations au télescope, à Pico Veleta. J'en profite pour remercier tout le personnel du télescope qui ont rendu mes séjours là bas agréables, et aux opérateurs qui ont rendu les observations possibles. Merci également à toute l'équipe *NIKA2pol*, Alessia, Nico, Anaëlle, Yoshito, Philippe, Hamza. Les moments passés en observations, et hors observations lors de la réduction et de l'analyse des données ont été très instructifs. Et quel bonheur quand nous réussissions enfin à mettre en ordre quelques pièces du puzzle qu'est la polar ! J'ai passé au télescope des moments inoubliables, entre mon 24ème anniversaire, des sessions guitares et percussions, des séances d'arts martiaux, des paysages extraordinaires, sans oublier cette tempête de neige qui nous a bloqué à l'intérieur durant sept jours, sept jours sans voir le soleil... Pour tout cela, merci à tous.

Je tiens aussi à remercier toute l'équipe Interstellaire de l'IPAG, pour m'avoir bien accueillie et conseillée. Merci particulièrement à Frédérique Motte, qui a toujours eu ce petit mot gentil, ou un simple encouragement, ce qui certains jours était très important.

J'aimerais maintenant remercier tous les amis qui m'ont soutenue durant ces 3 années et plus.

Florian R., Alessia, vous avez été pour moi un peu comme des grands frère/soeur, merci de m'avoir aidée à m'intégrer, d'avoir toujours répondu à toutes mes questions avec patience et sourire, de m'avoir toujours encouragée, d'avoir su répondre à mes inquiétudes, merci surtout pour toutes ces discussions animées et ces fous rires que nous avons pu avoir dans les bureaux, à la cafet ou sous une nuit étoilée.

I want to say a big thank you to all of my friends in the lab : Jolantha, Marta, Joan, Junko, Ricardo, Mathilde, Robin, Hawraa, Aymane, Juan, Oriane, Thomas, Pedro, Alex, Rola, Florian K., Killian, Van and all others that have ever shared a laugh with me. Thank you for trying to teach me Spanish (even if I will not use what you taught me in public...), for the memorable karaoke nights, for making me appreciate workout, for managing to make me think that rats can actually be cute, for making me discover Mexican food, for making me laugh about fart jokes in spite of myself (Joan...), for this epic day in the snow, for making me forget that third year is hard and for supporting and encouraging me until the end. I am glad I have met all of you, the memories that we made are very precious to me, thank you.

Je souhaite aussi remercier tous mes amis du Sud, avec qui j'ai passé la plupart de mes études. À toute ma promo de Master CCP (Crème de la Crème en Physique comme diraient certains...), j'ai passé avec vous deux belles années, la solidarité et la bonne entente entre nous, font je pense parti des raisons pour lesquelles j'ai pu me hisser jusqu'ici. Merci à Fanny, Cindy, Riantsoa, Morgane,

Yasmina, Neïla et Sonia pour être de si bonnes amies en toutes circonstances et pour m’ avoir fait sortir de cette coquille de timidité. Je tiens tout particulièrement à remercier Manon, Marie et Syrène. Je suis tellement reconnaissante d’ avoir rencontré des amies avec ce même grain de folie que moi, et heureuse d’ avoir pu passer autant de bons moments avec vous. Même si on est toutes au quatre coins du monde, merci de m’ avoir toujours soutenue et encouragée dans les moments de doute.

Merci également à mes acolytes de passage en École ou formation, Abhi, Sanjay, et la team Velocked, on aura vécu ensemble des moments courts mais intenses.

J’ aimerais sincèrement remercier tous mes partenaires d’ Aïkido, en particulier Camille, Hang, JB, Nico, Han, Christian et Fabien. Sans le savoir, vous m’ avez aidé à retrouver le calme ou à me défouler quand j’ en avais besoin.

Je souhaite finalement adresser un merci tout particulier à Charlotte Vastel, mon encadrante de stage M2. Sans toi et un peu de “hasard”, je n’ aurais pas rencontré Nicolas, et n’ aurai pas postulé à cette thèse. Je t’ en suis très reconnaissante. Merci également d’ avoir toujours gardé un oeil bienveillant sur moi, même de Toulouse.

Finalement, je tiens à remercier profondément ma famille, sans qui tout cela n’ aurait pas été possible.

Tatie Tina, Hoby, Candide (et leurs chats) ma 2ème famille, merci d’ avoir été toujours là pour moi, votre présence à mes côtés est toujours source de bonheur. Un énorme merci Tatïe pour avoir réussi à te déplacer pour ma soutenance, cela a énormément compté à mes yeux.

Un profond merci à l’ amour infini que tu nous apporte Neny Be. Tu es pour moi une véritable warrior, dont la vie inspire respect et admiration.

Mille mercis à mon frère et à ma soeur, Fanilo, Onja (les Bubblegums...), la vie sans vous serez fade. Merci d’ être toujours présents à chaque étape de ma vie, et de m’ apporter à la fois force et douceur.

Enfin, Dada, Neny, merci de vous être battus contre vents et marées afin de nous porter toujours plus haut dans la vie. Merci de m’ avoir apporté votre écoute, votre soutien et votre amour inconditionnel. Vous m’ avez toujours encouragé dans mes choix, que ce soit dans les études ou dans la vie. Merci de m’ avoir inculqué ces valeurs, dont je suis fière aujourd’ hui. Vous êtes pour moi une base solide de ma vie, telles les racines d’ un arbre.

Misaotra amin’ ny fanampianareo ary amin’ ny fisintonanareo ahy hande ambonimbony koko hatrany. Manorokoa anareo aho. Tiako ianareo.

Table des matières

Introduction	1
I Polarisation dans le domaine submillimétrique	5
1 Contexte Astrophysique	7
1.1 Le milieu interstellaire	7
1.2 La poussière interstellaire	8
1.2.1 Brève introduction	8
1.2.2 Extinction interstellaire	9
1.2.3 Émission des poussières	9
1.2.4 Polarisation du rayonnement par la poussière interstellaire	10
1.3 Le champ magnétique interstellaire	14
1.3.1 Introduction	14
1.3.2 Manifestations du champ magnétique interstellaire	14
1.3.3 Impact du champ magnétique sur la formation des structures	17
1.4 Conclusion	18
2 Contexte Cosmologique : le Fond Diffus Cosmologique	21
2.1 Le modèle standard de la cosmologie	21
2.1.1 Le modèle Λ CDM	22
2.1.2 Histoire thermique de l'Univers	23
2.1.3 L'inflation	25
2.2 Le Fond Diffus Cosmologique	26
2.2.1 Introduction	26
2.2.2 Les anisotropies en température	28
2.2.3 Formalisme d'étude des anisotropies : les spectres de puissance angulaire	28
2.3 La polarisation du CMB	30
2.3.1 Origine de la polarisation du CMB : la diffusion Thomson	30
2.3.2 Les perturbations et figures de polarisation	32
2.3.3 Les modes E et B de la polarisation	35
2.3.4 Émission des avant-plans	37
2.4 Conclusion	37

3	Contexte expérimental	41
3.1	Modulation de la polarisation sans lame demi-onde	42
3.1.1	Instruments utilisant des radiomètres	42
3.1.2	Instruments utilisant des bolomètres	42
3.2	Modulation de la polarisation avec une lame demi-onde	44
3.2.1	Modulation discontinue	44
3.2.2	Modulation rapide et continue	45
3.3	Conclusion	46
II	La caméra NIKA2	49
4	NIKA2	51
4.1	Le télescope de 30 m de l'IRAM	52
4.2	La caméra NIKA2	53
4.2.1	Bandes d'observation	54
4.2.2	Le cryostat	55
4.2.3	Chaîne optique	56
4.3	Les détecteurs de NIKA2 : les KIDs	57
4.3.1	Supraconductivité et principe de fonctionnement	59
4.3.2	Photométrie	61
4.3.3	Multiplexage fréquentiel	63
4.3.4	En résumé	64
4.4	Principaux axes scientifiques de NIKA2	65
4.5	Observations et performances	67
5	Polarisation d'une onde électromagnétique	73
5.1	Formalisme de Jones	74
5.2	Formalisme de Stokes et Mueller	76
5.2.1	Définitions	77
5.2.2	Matrices de Mueller	79
5.2.3	Mesure des paramètres de Stokes	80
6	Module polarisé de NIKA2	81
6.1	Principe de la mesure de la polarisation avec NIKA2	81
6.1.1	La lame demi-onde en rotation continue	83
6.1.2	Les détecteurs et le polariseur	83
6.1.3	Modulation par la lame demi-onde et traces temporelles	84
6.1.4	Cartographie	85
6.2	Mise en pratique	89
6.2.1	Contraintes expérimentales	90
6.2.2	Parasite synchrone avec la rotation de la lame	91
7	Caractérisation préliminaire de NIKA2pol	95
7.1	Polarisation instrumentale : définition et correction	96
7.1.1	Dépendance du <i>leakage</i> par rapport au foyer et à l'élévation	99
7.1.2	Méthode de correction du <i>leakage</i>	101
7.1.3	Mise en oeuvre de la correction	106

7.2	Soustraction du parasite synchrone et sensibilités en mode polarisé	110
7.3	Angle absolu de polarisation	110
7.3.1	Sources polarisées ponctuelles : les quasars	113
7.3.2	Source polarisée diffuse : le Crabe	116
7.4	Discussion	116
III	Vers des mesures plus fines de la polarisation	121
8	Reconstruction de la polarisation : estimateurs de p et ψ	123
8.1	Introduction : le biais des estimateurs de la polarisation	123
8.2	Estimateurs de p et ψ	125
8.2.1	Le théorème de Bayes	125
8.2.2	Estimateurs Moyens Bayésiens	125
8.2.3	Estimateurs Maximum PDF	126
8.2.4	Estimateur PSI1	126
8.2.5	Estimateur PSI2	127
8.3	Implémentation dans le cas de <i>NIKA2</i>	127
8.4	Performances des estimateurs	129
8.4.1	Performances des estimateurs du degré de polarisation	129
8.4.2	Performances des estimateurs de l'angle de polarisation	134
8.4.3	Cas 3D : impact du bruit sur I sur p	138
8.5	Conclusion	140
9	Le problème de la non-linéarité des détecteurs	143
9.1	Contraintes sur la non linéarité des détecteurs	144
9.1.1	Modélisation de la mesure	144
9.1.2	Non linéarité limite	145
9.1.3	Discussion	149
9.2	Cas particulier des KIDs	150
9.2.1	Physique de la non-linéarité d'un KID	150
9.2.2	Nouvelle méthode de photométrie d'un KID	152
9.2.3	Simulation de la réponse d'un KID	155
	Conclusion et perspectives	159

Introduction

Depuis la découverte de la polarisation de la lumière en 1808 par Étienne Malus, l'intérêt pour la mesure de la polarisation ne cesse d'augmenter d'années en années, car elle apparaît comme une sonde importante autant dans le domaine Astrophysique que dans le domaine Cosmologique. On abordera dans le chapitre 1 comment elle est utilisée pour contraindre le champ magnétique dans le milieu interstellaire, et dans le chapitre 2 ce qu'on peut déduire sur les paramètres cosmologiques de l'Univers à travers la polarisation du fond diffus cosmologique.

Dès 1949, des observations faites par Hiltner et Hall mettent en évidence la polarisation de la lumière des étoiles. Peu après, il est montré qu'elle est due à l'interaction entre le rayonnement et les grains de poussière présents dans le milieu interstellaire. Bien que la poussière ne représente qu'une petite fraction de la masse totale du milieu interstellaire, elle joue un rôle important dans l'évolution chimique et physique de celui-ci, et est responsable de 30% de l'énergie émise par la Galaxie dans le domaine submillimétrique¹. Comme on le verra dans le chapitre 1, la polarisation du rayonnement des étoiles par la poussière est étroitement liée au champ magnétique interstellaire. En effet, un grain de poussière est asymétrique, son petit axe s'aligne parallèlement à l'orientation du champ magnétique. Ceci entraîne une émission polarisée de la lumière perpendiculaire au champ magnétique. Ainsi, la mesure de la polarisation de la poussière permet de tracer les lignes de champ magnétique dans le milieu interstellaire. Les observations des satellites *Planck* et *Herschel* ont fourni des cartes de régions de formation stellaire dans la Galaxie, et montrent qu'elle a lieu dans des structures denses et filamentaires (d'une largeur de 0.1 pc) (Molinari et al., 2010). Les observations d'*Herschel*, montrent une accrétion de masse vers le filament dense principal, à partir d'un réseau perpendiculaire de sous-filaments qui d'après les mesures de vecteurs de polarisation sont alignés avec le champ magnétique ambiant (Palmeirim et al., 2013). Cela suggère une accrétion de masse vers les filaments denses le long des lignes du champ magnétique, et soutient le rôle important que doit jouer le champ magnétique dans la formation des structures. Tandis que le satellite *Planck* fournit des informations sur la polarisation à grande échelle (> 0.2 pc), seul un instrument avec une meilleure résolution est capable d'aller observer à l'échelle de ces filaments ($\sim 0.01 - 0.1$ pc) afin de mieux comprendre les processus d'accrétion de masse vers les coeurs pré-stellaires. Ce sera l'un des objectifs du module polarisé de la caméra *NIKA2* et du Large Program *B-FUN*, qui observera le ciel à 260 GHz.

La mesure de la polarisation est aussi devenue un enjeu majeur en Cosmologie. En effet, depuis la découverte du fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background* : CMB en anglais) par Penzias et Wilson en 1964 (Penzias et Wilson, 1965), l'étude de ses anisotropies en température et polarisation est une source d'informations extrêmement importante qui permet de contraindre les

1. Le domaine submillimétrique inclut les longueurs d'onde situées entre 0.3 et 1 mm, ce qui le place entre les domaines infrarouge et radio.

paramètres du modèle standard de la cosmologie. Dès 1968, Rees avait compris que le CMB devait également être polarisé, et que cette polarisation était due à la diffusion Thomson d'un rayonnement anisotrope sur un électron (Rees, 1968). C'est en 2002 que l'expérience *DASI* fournit la première détection de la polarisation du CMB (Kovac et al., 2002), et depuis de nombreuses expériences ont été et sont encore développées afin de mesurer cette polarisation (voir chapitre 3). Si la mesure de la polarisation du CMB est si importante c'est entre autre parce que :

- la mesure des modes E à grande échelle permet d'obtenir des informations sur la période de réionisation de l'Univers due à la formation des premières étoiles,
- la détection des modes B signe la présence d'ondes gravitationnelles primordiales, ce qui permettrait de contraindre les modèles inflationnaires.

On note également que le signal polarisé du CMB étant faible, il est facilement contaminé par l'émission d'avant-plans comme la poussière. D'où l'importance d'instruments comme, par exemple, *PILOT* (Mangilli et al., 2018) qui permettra entre autres la caractérisation de l'émission polarisée de la poussière afin de mieux la soustraire au signal du CMB.

Dans ce cadre, d'importants moyens sont mis en place afin de concevoir des instruments dédiés à la mesure de la polarisation, autant en astrophysique que en cosmologie. La faiblesse de ces signaux renforce le besoin de construire des instruments de plus en plus sensibles, et donc de développer des matrices avec de plus en plus de détecteurs. Pour cela il faut des détecteurs avec une importante capacité de multiplexage. Jusqu'à présent ce sont les bolomètres et plus particulièrement les *Transition Edge Sensors* (TES) qui sont les plus utilisés sur les expériences CMB. Cependant, une nouvelle technologie appelée *Kinetic Inductance Detector* (KID) (Day et al., 2003) se développe rapidement et présente de nombreux avantages présentés dans la section 4.3.4. Lors de la conception de l'expérience, il faut également faire en sorte d'atténuer au maximum les effets systématiques instrumentaux. La mesure de la polarisation à l'aide d'une lame demi-onde permet de s'affranchir des effets systématiques liés à la combinaison de détecteurs différents. De plus, si la rotation de la lame est rapide (~ 1 Hz) et continue, la polarisation est modulée à haute fréquence, ce qui permet un rejet naturel du bruit électronique et atmosphérique basse fréquence. Pour ces raisons, de plus en plus de projets choisissent de moduler la polarisation à l'aide d'une lame demi-onde. L'utilisation d'une lame n'est cependant pas simple. Par exemple, la rotation rapide et continue d'une lame s'accompagne d'un effet systématique qui lui est propre (signal parasite synchrone avec la rotation) et qui requiert un traitement particulier, que j'aborderai dans la section 6.2.2.

C'est dans ce contexte que la caméra *NIKA2* (Adam et al., 2018) a été construite et installée au télescope de 30 m de l'IRAM. *NIKA2* possède deux bandes d'observation : à 150 GHz (2 mm) et à 260 GHz (1 mm), et un champ de vue de 6.5 arcmin. La bande à 260 GHz permet de mesurer la polarisation linéaire à une résolution angulaire de ≈ 11 arcsec. La particularité de *NIKA2* est qu'elle est constituée de trois matrices d'environ 1000 KIDs chacune, et qu'elle mesure la polarisation à l'aide d'un polariseur et d'une lame demi-onde. La rotation rapide ($\nu_{HWP} = 2.98$ Hz) et continue de la lame permet une détection quasi-simultanée des paramètres de Stokes I , Q et U . La caractérisation des performances instrumentales du module polarisé de *NIKA2*, aussi appelé *NIKA2pol*, est aujourd'hui toujours en cours, et j'ai pu activement y participer durant ces trois années de thèse.

Ce travail a été effectué dans l'optique de pouvoir proposer des estimations de la polarisation plus précises, à travers la caractérisation du module polarisé de *NIKA2*. On veut également montrer que la combinaison KIDs+lame demi-onde est un excellent candidat pour de futures expériences visant à

mesurer la polarisation de la poussière et du CMB. Ce manuscrit est composé de trois parties.

Une première partie (I) introduit le cadre théorique et expérimental dans lequel se situe ce travail, et montre pourquoi la mesure de la polarisation dans le domaine millimétrique présente un intérêt grandissant. Elle est constituée de trois chapitres. Le premier chapitre (cf. chapitre 1) présente la polarisation dans le domaine astrophysique. On s'intéresse plus particulièrement à la polarisation de la lumière des étoiles due aux grains de poussière et au champ magnétique dans le milieu interstellaire. Le chapitre 2 traite de la polarisation dans le contexte cosmologique. Il présente le modèle standard de la cosmologie, puis se concentre sur le fond diffus cosmologique. Finalement, un rapide état des lieux expérimental sur les instruments visant à mesurer la polarisation de la poussière et du CMB est présenté dans le chapitre 3.

La deuxième partie (II) décrit la caméra *NIKA2* et les méthodes développées durant le comissioning du module polarisé de *NIKA2*, afin d'obtenir des mesures plus précises de la polarisation tout en contrôlant les effets systématiques de l'instrument. Elle se divise en quatre chapitres. Les caractéristiques techniques principales de *NIKA2* et ses axes scientifiques sont présentés dans le chapitre 4. Le déroulement d'observations au télescope avec *NIKA2* et le traitement des données spécifique à l'intensité sont également brièvement présentés. Le chapitre 5 définit le formalisme nécessaire à l'étude de la polarisation. Le chapitre 6 décrit le module polarisé de *NIKA2*. Il présente le traitement nécessaire à la construction des cartes des trois paramètres de Stokes I , Q , U à partir des observations. Il traite également de la méthode permettant la soustraction du signal parasite synchrone de la lame, qui est un effet systématique propre à la rotation continue de la lame. La dernière partie (cf. chapitre 7) présente le processus de caractérisation de la polarisation avec *NIKA2pol*, à l'aide d'observations de sources compactes et diffuses obtenues lors de la campagne d'observation de Décembre 2018. Elle détaille également la nouvelle méthode qui a été mise en place afin de corriger les observations de la polarisation instrumentale.

La partie III propose deux études : la mise en place d'estimateurs de la polarisation autre que les estimateurs "naïfs" et l'étude de la non-linéarité des KIDs. Elles ont pour objectif de montrer qu'une mesure de la polarisation plus précise est possible avec *NIKA2* et des KIDs. Dans la perspective de mesure dans des régions faiblement polarisées, on a étudié dans le chapitre 8 la performance de nouveaux estimateurs de la polarisation, adaptés de (Montier et al., 2015b). Ils permettent notamment d'estimer le degré de polarisation en prenant en compte l'incertitude de mesure sur l'intensité, ce qui est rarement fait. Dans le cas de *NIKA2*, la modulation de la polarisation par la lame demi-onde et les méthodes de traitement des données permettent de simplifier l'implémentation de ces estimateurs et d'alléger le besoin de calcul. Le dernier chapitre (cf. chapitre 9) présente une étude sur la non-linéarité des détecteurs et l'impact qu'elle pourrait avoir sur la détection des modes B. Je me suis notamment intéressée à la non-linéarité apportée par les méthodes de reconstruction particulières du signal des KIDs. En s'appuyant sur une simulation de la réponse d'un KID, je montre que ces méthodes devraient satisfaire les exigences expérimentales nécessaires pour que la mesure des modes B ne soit pas biaisée par la non-linéarité.

Première partie

**Polarisation dans le domaine
submillimétrique**

CHAPITRE 1

Contexte Astrophysique

Sommaire

1.1 Le milieu interstellaire	7
1.2 La poussière interstellaire	8
1.2.1 Brève introduction	8
1.2.2 Extinction interstellaire	9
1.2.3 Émission des poussières	9
1.2.4 Polarisation du rayonnement par la poussière interstellaire	10
1.3 Le champ magnétique interstellaire	14
1.3.1 Introduction	14
1.3.2 Manifestations du champ magnétique interstellaire	14
1.3.3 Impact du champ magnétique sur la formation des structures	17
1.4 Conclusion	18

Dans ce chapitre je présenterai le contexte Astrophysique lié à la polarisation dans le domaine submillimétrique. Je ferai un rappel sur le milieu interstellaire et ses composants dans une première partie, puis je présenterai plus particulièrement la poussière interstellaire et comment elle est capable de polariser la lumière des étoiles, et finalement, je présenterai quelques notions sur le champ magnétique interstellaire, et le rôle qu'il peut jouer dans la formation des structures dans lesquelles naissent les étoiles.

1.1 Le milieu interstellaire

Le milieu interstellaire (MIS) est la matière qui remplit les régions entre les étoiles dans la Galaxie. En terme de masse, il est composé de 99% de gaz et 1% de poussière, le tout interagissant avec des champs magnétiques et des particules chargées. Le gaz interstellaire est lui même composé d'un mélange d'Hydrogène (70%), d'Hélium (28%) qui ont été produits lors de la nucléosynthèse primordiale, et d'éléments plus lourds (2%) appelés "métaux" tels que du carbone, du silicium, de l'oxygène et d'azote. Il peut se présenter sous plusieurs formes :

- Régions d'hydrogène ionisé (ou régions HII), où le rayonnement ultra-violet d'une étoile de type spectral O ou B ionise le gaz alentour.
- Régions HI : nuages interstellaires où l'hydrogène se trouve sous sa forme atomique neutre.
- Les nuages moléculaires : ce sont des régions très froides (10-20 K) et denses du MIS (avec des densités supérieures à 10^3 cm^{-3}). Comme l'indique la dénomination de ces nuages, les molécules les plus abondantes qui y sont observées sont H_2 et CO. De tels nuages n'émettent pas de lumière visible, mais peuvent être détectés par leur émission dans le domaine millimétrique.

La poussière interstellaire est constituée de grains solides, de petite taille. Elle se compose entre autres de silicate et de carbone. Il existe plusieurs types de poussières interstellaires, dont la taille varie de quelques angströms à une fraction de micromètre : les *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons* (PAHs) (quelques Angströms), les *Big Grains* (10-100 nanomètres) et les *Very Small Grains* (quelques nanomètres) (Meny et al., 2007; Desert et al., 1990).

Le MIS joue un rôle important dans le cycle d'évolution des étoiles. En effet, ces dernières se forment dans les nuages moléculaires lorsqu'ils deviennent instables et s'effondrent gravitationnellement, elles rayonnent alors et chauffent le milieu environnant. À la fin du cycle de leur vie, elles libèrent beaucoup d'énergie dans le MIS et restituent une partie de leur masse sous forme d'éléments lourds qui forment ensuite de la poussière, perpétuant ensuite le cycle de formation stellaire.

Dans la prochaine section je présenterai plus en détails la poussière interstellaire. On verra dans un premier temps une petite introduction, puis les lois d'extinction et d'émission de la poussière et enfin je décrirai les processus pouvant induire la polarisation de la lumière des étoiles au travers des poussières.

1.2 La poussière interstellaire

1.2.1 Brève introduction

La présence de régions noires, dépourvues d'étoiles dans le ciel a pour la première fois été remarquée par William Herschel au 18ème siècle. Au début du 20ème siècle, les observations de "nébuleuses obscures" faites par Edward Barnard révèlent une variété de structures qui obscurcissent la lumière des étoiles, et c'est à la suite de ces observations qu'un début d'explication est apporté avec l'hypothèse de l'absorption de la lumière par des nuages interstellaires. Vers 1930, Robert Trumpler étudie les distances photométriques et géométriques de plusieurs amas d'étoiles, et apporte la preuve que ce sont de fines particules solides qui sont responsables de l'absorption de la lumière stellaire. Depuis, de nombreuses études ont été faites sur la poussière, afin de déterminer sa composition, et le rôle qu'elle joue dans différents processus physiques et chimiques de la formation stellaire. Elles ont montré que, bien que la poussière soit peu abondante par rapport à la masse totale du MIS, elle joue un rôle crucial dans la chimie et la physique du milieu. En effet, à cause des processus d'absorption et d'émission avec la lumière des étoiles, la poussière est responsable de 30% de l'énergie émise par la Galaxie dans le domaine submillimétrique. Cette émission permet l'étude de la matière dans le MIS, y compris dans les zones les plus denses, ce qui constitue un apport d'informations important sur la formation stellaire. En plus de cela, la poussière est nécessaire dans le processus de certaines réactions chimiques. En effet, les grains sont capables d'absorber des molécules et des atomes afin de former à leur surface un manteau de glace. Celui-ci représente alors un lieu de prédilection pour de nombreuses

réactions chimiques, la molécule de H_2 ne pouvant par exemple se former que sur les poussières. De plus, lors de leur destruction, les grains libèrent des éléments lourds dans le MIS.

1.2.2 Extinction interstellaire

Le rayonnement provenant d'une étoile est fortement atténué par les nuages de poussière interstellaire. On parle du phénomène d'extinction interstellaire qui s'explique par des processus d'absorption et de diffusion des photons par la poussière. L'extinction interstellaire est définie par [Mathis \(1990\)](#) comme la différence entre la magnitude apparente m_{obs} et la magnitude apparente si il n'y avait pas d'extinction m_0 :

$$A_\lambda = m_{obs} - m_0. \quad (1.1)$$

On considère un flux initial $I_{0,\lambda}$ traversant un nuage de poussières, le flux à la sortie sera égal à :

$$I_\lambda = I_{0,\lambda} e^{-\tau_\lambda}, \quad (1.2)$$

avec τ_λ l'épaisseur optique, qui est définie comme :

$$\tau_\lambda = \int_0^L \sigma_{ext}(\lambda) n dL = \sigma_{ext}(\lambda) N, \quad (1.3)$$

où n et L sont la densité et la longueur sur la ligne de visée d'un nuage, σ_{ext} est la section efficace d'extinction, λ la longueur d'onde et N la densité de colonne le long de la ligne de visée. L'extinction interstellaire peut alors s'exprimer en fonction du flux comme :

$$A_\lambda = -2.5 \log_{10} \left(\frac{I_\lambda}{I_{0,\lambda}} \right), \quad (1.4)$$

$$A_\lambda = -2.5 \log_{10}(e^{-\tau_\lambda}) = 1.086 \tau_\lambda. \quad (1.5)$$

L'extinction interstellaire varie comme λ^{-1} dans le domaine optique ([Patriarchi et Perinotto, 1999](#)). Lorsque le rayonnement d'une étoile traverse un nuage, sa couleur est modifiée : la lumière de l'étoile est plus absorbée dans le bleu que dans le rouge, entraînant un *rougissement* (ou excès de couleur) de l'étoile. L'excès de couleur est défini comme la différence entre les magnitudes apparentes entre deux bandes spectrales :

$$E_{\lambda_1-\lambda_2} = (m_{\lambda_1} - m_{0,\lambda_1}) - (m_{\lambda_2} - m_{0,\lambda_2}). \quad (1.6)$$

Les bandes spectrales généralement utilisées sont B et V, qui d'après le système photométrique de Johnson, sont respectivement centrées à 440 nm et 550 nm.

1.2.3 Émission des poussières

L'énergie provenant du rayonnement stellaire, absorbée par les grains est réémise dans l'espace par émission thermique dans les domaines IR et submillimétrique. La figure 1.1 montre une carte de l'émission thermique de la poussière, estimée avec les données du satellite *Planck* ([Planck Collaboration et al., 2018c](#)).

Afin de reproduire l'émission des grains de poussières, tout en prenant en compte les contraintes liées à l'extinction, plusieurs modèles ont été développés, par exemple par ([Desert et al., 1990](#)), puis par ([Draine et Li, 2007](#); [Compiègne et al., 2011](#)). Ce sont aujourd'hui des modèles de référence dans le

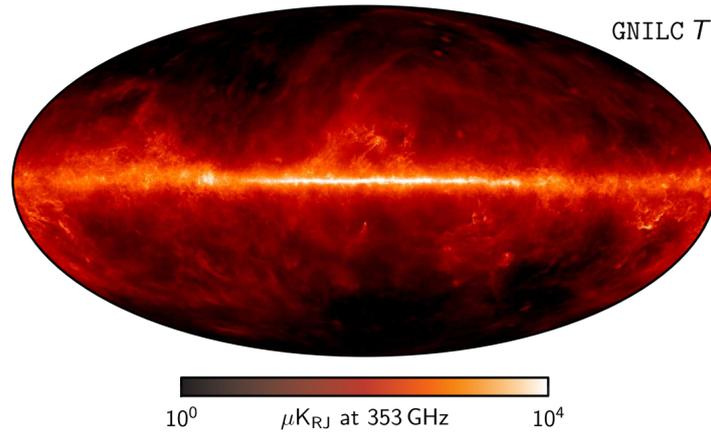


FIGURE 1.1 – Carte de l'émission thermique de la poussière à 353 GHz (Planck Collaboration et al., 2018c)

domaine. L'émission thermique des grains peut être décrite par une loi de "corps noir modifié" de la forme :

$$I_\nu = I_0 \nu^{\beta_d} B_\nu(T_d), \quad (1.7)$$

où β_d est l'indice spectral de la poussière. T_d est la température du grain, elle dépend de sa taille et de sa composition, ainsi que du rayonnement interstellaire dans lequel il baigne. $B_\nu(T_d)$ est la loi de Planck et s'écrit :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}. \quad (1.8)$$

À de petites échelles spatiales, les observations en extinction et émission de la poussière ont montré une évolution de ses propriétés dans le MIS. On peut notamment noter une augmentation d'un facteur 3 de l'émissivité de la poussière entre les milieux diffus et denses (Stepnik et al., 2001; Ridderstad et al., 2006; Planck Collaboration et al., 2011a). Des observations (Dupac et al., 2003; Désert et al., 2008; Rodón et al., 2010; Planck Collaboration et al., 2011a), ainsi que des expériences en laboratoire (Agladze et al., 1996; Coupeaud et al., 2011) montrent que l'indice spectral de la poussière n'est pas constant et varie avec la température et la longueur d'onde, et établissent une anti-corrélation entre l'indice spectral et la température.

1.2.4 Polarisation du rayonnement par la poussière interstellaire

Depuis 1949, (Hiltner, 1949; Hall, 1949) et plus récemment (Heiles, 2000), de nombreuses observations de l'extinction de la lumière des étoiles par la poussière ont permis de mettre en évidence la polarisation du rayonnement. Ce phénomène est expliqué par les interactions entre la poussière et les photons. Serkowski et al. (1975); Jones (1989) montrent en effet une corrélation entre l'extinction de la lumière et le degré de polarisation. Nous verrons dans cette section quels processus sont à l'origine de la polarisation du rayonnement stellaire.

La théorie de Mie

La théorie de Mie développée par Gustav Mie en 1908 (Mie, 1908), s'intéresse à l'interaction d'un rayonnement électromagnétique incident avec des particules sphériques. On pourra également lire

l'article de (van de Hulst, 1946) pour une étude détaillée de ce phénomène. Je résume ici quelques points clés de cette théorie afin de mieux comprendre la polarisation de la lumière par les grains de poussières (qu'on associe à des sphères). Les efficacités d'absorption, d'extinction et de diffusion sont définies comme :

$$Q_{abs} = \frac{C_{abs}}{\pi a^2}, \quad (1.9)$$

$$Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\pi a^2}, \quad (1.10)$$

$$Q_{diff} = \frac{C_{diff}}{\pi a^2}, \quad (1.11)$$

où C_{abs} , C_{ext} et C_{diff} correspondent respectivement aux sections efficaces d'absorption, d'extinction et de diffusion, et a est le rayon du grain. Dans la limite de Rayleigh ($2\pi a/\lambda \ll 1$) on peut réécrire les coefficients d'efficacité comme :

$$Q_{abs} = 4xIm\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 1}\right), \quad (1.12)$$

$$Q_{diff} = \frac{8}{3}x^4\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 1}\right)^2, \quad (1.13)$$

où x définit la relation entre la taille du grain et la longueur d'onde, avec $x = 2\pi a/\lambda$. m est l'indice de réfraction du matériau. Si $x \ll 1$, alors $Q_{diff} \ll Q_{abs}$ et comme par définition $Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{diff}$, on obtient l'approximation $Q_{ext} \simeq Q_{abs}$. La lumière diffusée par une particule est polarisée perpendiculairement à la direction du rayonnement incident, dû à l'excitation des électrons dans cette direction. Comme on peut le voir à partir de l'équation (1.13), $Q_{diff} \propto 1/\lambda^4$, la diffusion de la lumière est donc plus importante à des longueurs d'ondes plus courtes que longues. Ainsi, la polarisation par diffusion est plus efficace dans le domaine optique que dans le domaine submillimétrique. L'équation (1.13) montre que les grosses particules absorbent plus efficacement le rayonnement que les petites. Pour des particules non-sphériques, la lumière est absorbée avec plus d'efficacité suivant l'axe le plus long, et c'est ce phénomène qui explique la polarisation de la lumière par extinction. En effet, on peut représenter un grain de poussière par un objet sphéroïde (forme de cigare), avec un axe court et un axe long. Un rayonnement non-polarisé qui le traverse sera alors plus absorbé dans la direction parallèle à l'axe le plus long et par conséquent, seule la composante perpendiculaire au grand axe passe à travers le grain. Il en résulte une polarisation du rayonnement par extinction qui est perpendiculaire au grand axe du grain. On sait également que l'énergie absorbée par la poussière est ré-émise par rayonnement thermique principalement dans le domaine submillimétrique. Comme pour l'absorption, l'émission thermique est plus efficace le long du grand axe du grain de poussière. Par conséquent, l'émission thermique submillimétrique est polarisée parallèlement au grand axe du grain.

Afin de produire un niveau de polarisation assez significatif pour être observé, les grains doivent être alignés de la même manière pour pouvoir renvoyer la même direction de polarisation. Les observations de la polarisation de la lumière des étoiles par la poussière, ont permis de mettre en évidence un alignement des grains de poussière. Comme on peut le voir par exemple sur la figure 1.2, les vecteurs de polarisations sont essentiellement parallèles les uns aux autres à basse latitude et sur une large échelle de longitude (en coordonnées galactique). D'après ces observations, il devient évident de la nécessité d'un acteur externe permettant d'aligner ces grains afin d'obtenir cette polarisation. Aujourd'hui, le processus permettant l'alignement des grains est encore mal compris mais il est supposé être dû au

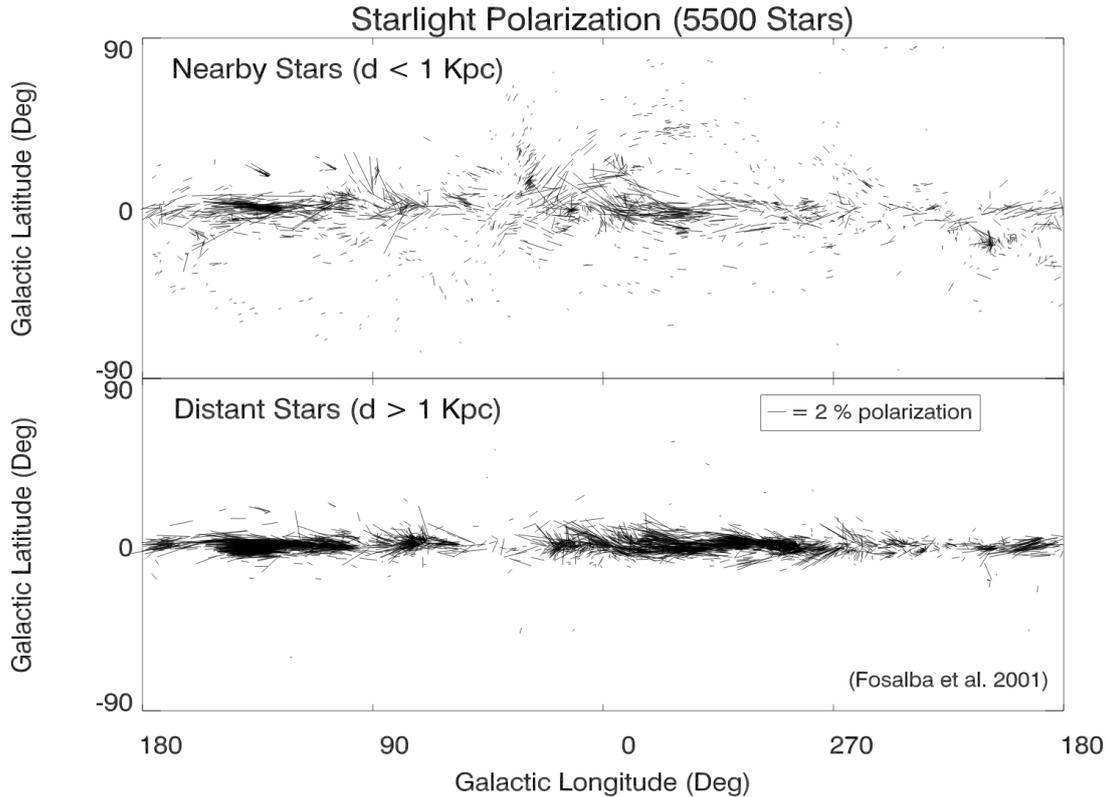


FIGURE 1.2 – Représentation des vecteurs de polarisation provenant de 5500 étoiles. La polarisation est due à l’extinction du rayonnement par la poussière interstellaire. La figure est extraite de (Fosalba et al., 2002).

champ magnétique dans lequel ils baignent. Le prochain paragraphe présente certains mécanismes d’alignement des grains.

Alignement des grains

On présente ici deux des principaux modèles qui pourraient expliquer l’alignement des grains avec le champ magnétique :

- **Relaxation paramagnétique** : Peu de temps après la découverte de la polarisation de la lumière stellaire par Hiltner (1949) et Hall (1949), Davis et Greenstein (DG) (Davis et Greenstein, 1951) proposent un modèle permettant d’expliquer l’alignement des grains par dissipation paramagnétique. Ils présentent un mécanisme capable d’aligner le grand axe du grain perpendiculairement à l’orientation du champ magnétique, résultant en une polarisation de la lumière par extinction, parallèle au champ magnétique ce qui est en accord avec les observations. L’idée de DG était que de petites torsions successives, induites par le champ magnétique, seraient capables d’aligner petit à petit le grain dans la position voulue. Les grains sont considérés comme des toupies en rotation suivant des directions aléatoires dues à des collisions avec les atomes et molécules du gaz environnant. Ils sont composés de matériaux paramagnétiques (silicate, fer, ...), et peuvent donc sous l’effet d’un champ magnétique \vec{B} extérieur acquérir une aimantation dont l’orientation est parallèle à \vec{B} . Du fait de leur propriété paramagnétique, ils contiennent des électrons non appariés dont le spin va s’orienter sous l’influence de \vec{B} . Au fil du

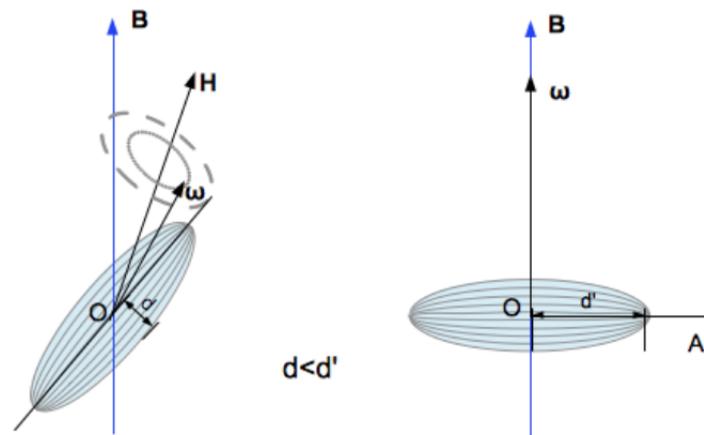


FIGURE 1.3 – Représentation schématique du processus d’alignement d’un grain suivant la théorie de DG. La figure de gauche représente la nutation du grain lors de l’alignement, et la figure de droite représente le grain dont l’axe court s’est finalement aligné avec l’orientation du champ magnétique par relaxation paramagnétique. \vec{B} et $\vec{\omega}$ représentent respectivement le vecteur du champ magnétique et le angulaire. La figure est tirée de (Alina, 2015)

temps, ce processus fait varier le moment magnétique du grain et entraîne une perte d’énergie appelée dissipation paramagnétique. Cela mène à une réduction de la composante du moment angulaire $\vec{\omega}$ perpendiculaire au champ magnétique, ce qui à terme aligne $\vec{\omega}$ parallèlement à \vec{B} . La figure 1.3 montre un schéma représentant le processus d’alignement d’un grain suivant la théorie de DG. Finalement, la dissipation de l’énergie rotationnelle du grain par relaxation paramagnétique entraîne un changement d’orientation du grain, celui-ci alignant son petit axe parallèlement à l’orientation du champ magnétique. Cette théorie a pendant longtemps été la plus populaire, cependant il a été montré qu’elle nécessite un champ magnétique dont l’intensité est $> 10^{-5}$ G, ce qui est trop important par rapport à la force du champ magnétique galactique (quelques μG). De plus, sous les conditions normales du MIS, l’échelle de temps permettant l’alignement des grains par la théorie de DG, est bien supérieure au temps qu’il faut pour que des impacts dus aux atomes du gaz les désalignent.

Plusieurs modèles ont été proposés afin de remplacer celui de DG, pour plus de détails on pourra aller voir l’article de Lazarian (2000) qui propose une revue historique des différents mécanismes développés.

- **Alignement par moment de force radiatif** : Actuellement, le modèle le plus favorisé est le modèle d’alignement par moment de force radiative (ou RAT : *Radiative Alignment Torque* en anglais). Il a d’abord été proposé par Dolginov et Mytrophanov (1976), mais c’est à partir des années 90 qu’il commence à gagner de l’attention avec Draine et Weingartner (1996, 1997); Weingartner et Draine (2003). Cette théorie propose que la structure irrégulière des grains induit une diffusion anisotrope de la lumière, et engendre la rotation des grains. Ce processus renforce alors le mécanisme de DG et aligne le petit axe du grain parallèlement au champ magnétique. Pour plus d’informations sur ce modèle, on pourra aller voir l’article de Lazarian et Hoang (2007).

Finalement, bien que l’origine de l’alignement des grains soit encore mal comprise, un des principaux résultats de ces modèles est que le petit axe d’un grain s’aligne parallèlement à l’orientation du champ magnétique. L’hypothèse qui en découle est donc que l’alignement des grains serait étroitement

lié au champ magnétique. Dans la prochaine section on verra quelques méthodes permettant l'observation du champ magnétique interstellaire et l'impact que ce dernier peut avoir sur la formation des structures dans lesquelles naissent les étoiles.

1.3 Le champ magnétique interstellaire

1.3.1 Introduction

En 1937, Hannes Alfvén fut le premier à soumettre l'idée que la Galaxie soit remplie d'un champ magnétique induit par des courants électriques dans le MIS. En 1949, Enrico Fermi reprend cette hypothèse et postule qu'en effet, un champ magnétique galactique était nécessaire pour expliquer la production et l'accélération des rayons cosmiques. Il avance également que celui-ci devrait avoir une intensité environ égale à $5 \mu G$ ce qui est en accord avec les valeurs trouvées aujourd'hui. Comme on l'a vu dans la section 1.2.4, durant la même année, John Hall et William Hiltner découvrent la polarisation du rayonnement des étoiles par la poussière interstellaire, et peu de temps après Leverett Davis et Jesse Greenstein supposent qu'elle est due à l'alignement des grains de poussière avec le champ magnétique. Finalement, en 1950, Karl-Otto Kiepenheuer mesure l'émission du rayonnement synchrotron dans le domaine radio, ce qui apporte une preuve de plus de la présence d'un champ magnétique galactique. Depuis, le champ magnétique est largement étudié et il est montré qu'il joue un rôle important dans la Galaxie, le MIS et la formation des structures.

1.3.2 Manifestations du champ magnétique interstellaire

Le champ magnétique peut être observé à travers les effets qu'il a sur les composantes du MIS, qui sont l'effet Zeeman, le rayonnement synchrotron, la rotation Faraday et la polarisation du rayonnement par la poussière.

Effet Zeeman

L'effet Zeeman correspond à la division d'une raie spectrale en plusieurs composantes sous l'effet d'un champ magnétique. En effet, lorsqu'un électron reçoit de l'énergie, il passe d'un état fondamental (d'énergie E_0) à un état excité (d'énergie E_{exc}). Après quelques temps, il retourne à son état fondamental en émettant un photon d'énergie égale à la différence $E_{exc} - E_0$. Sous l'effet d'un champ magnétique, les niveaux d'énergie des atomes se sub-divisent, entraînant l'émission de photons d'énergie légèrement différente. La mesure des décalages spectraux pour une transition est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique qui induit la sub-division des niveaux d'énergie. En pratique, le champ magnétique interstellaire est trop faible pour pouvoir observer la sub-division des raies spectrales, et c'est plutôt l'élargissement de la raie initiale qui nous renseigne sur l'intensité du champ magnétique.

En plus, la séparation des niveaux d'énergie atomiques induit une polarisation de la lumière. La nature de cette polarisation varie en fonction de l'orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée. En effet, l'observation d'une polarisation circulaire indique que le champ magnétique est orienté parallèlement à la ligne de visée. Les raies les plus observées en effet Zeeman dans le MIS sont la raie d'absorption à 21 cm de HI et les raies spectrales de molécules telles que OH, CN, CH, SO dans des nuages moléculaires.

Finalement, l'effet Zeeman est capable de nous donner des informations sur l'intensité et l'orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée.

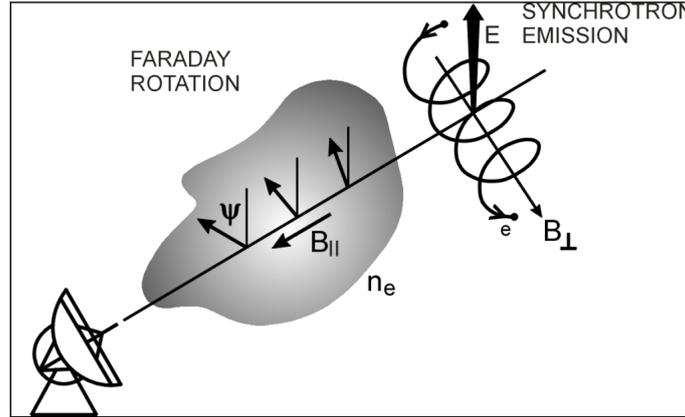


FIGURE 1.4 – Représentation du rayonnement synchrotron et de la rotation Faraday. Le rayonnement synchrotron des photons polarisés perpendiculairement à \vec{B}_\perp . Il donne des informations sur l'orientation et l'intensité de B_\perp . La rotation Faraday induit une rotation d'un rayonnement polarisé. Elle donne des informations sur l'orientation de la composante du champ magnétique parallèle à la ligne de visée B_\parallel . La figure est extraite de (Beck et Wielebinski, 2013)

Synchrotron

Le rayonnement synchrotron est le rayonnement émis par les électrons relativistes (rayons cosmiques) qui spiralent autour des lignes du champ magnétique galactique. Il est hautement polarisé avec un degré de polarisation pouvant aller jusqu'à 75%. L'émissivité à une fréquence ν du synchrotron est :

$$\epsilon_\nu = \mathcal{F}(\Gamma) K_e B_\perp^{\frac{\Gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\Gamma-1}{2}} \quad (1.14)$$

où Γ est l'indice spectral de la distribution des électrons relativistes, $\mathcal{F}(\Gamma)$ est la fonction de l'indice spectral d'un électron, et est une fonction connue. K_e est le rapport entre les protons du rayonnement cosmique et les électrons ($K_e = 100$ dans le MIS), B_\perp est le champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée. Γ est environ égal à -3 (Kogut et al., 2007; Gold et al., 2009). Dans les conditions du MIS, cette équation permet de déterminer l'intensité du champ magnétique projeté dans le plan du ciel :

$$B = (K_e + 1) \left(\frac{\epsilon_\nu}{L} \right)^{\frac{2}{5-\Gamma}} \quad (1.15)$$

où L est la longueur de la source. Cette équation est valable sous l'hypothèse que le champ magnétique et les rayons cosmiques soient en équipartition d'énergie, ce qui est le cas pour des grandes échelles (Seta et al., 2018; Seta et Beck, 2019). De plus, le rayonnement émis est polarisé perpendiculairement à \vec{B}_\perp : $\vec{\epsilon}_\nu \perp \vec{B}_\perp$, ce qui nous permet de déterminer l'orientation de \vec{B}_\perp . La figure 1.4 montre une représentation schématique du processus physique de l'émission synchrotron.

Finalement, l'étude de la polarisation du rayonnement synchrotron nous donne des informations sur l'orientation et l'intensité du champ magnétique projeté dans le plan du ciel.

Rotation Faraday

La rotation Faraday est un phénomène qui induit une rotation de la direction de la polarisation linéaire lors de son passage à travers une région ionisée soumise à un champ magnétique. L'émission de sources radio extragalactiques et galactiques, comme des quasars et pulsars, est linéairement polarisée.

Ainsi, lorsque leur rayonnement passe à travers une région ionisée, leur direction de polarisation tourne d'un angle $\Delta\chi$:

$$\Delta\chi = RM\lambda^2, \quad (1.16)$$

où RM est la mesure de rotation (*rotation measure* en anglais) et est donnée par :

$$RM = k \int n_e B_{\parallel} dl. \quad (1.17)$$

B_{\parallel} est la composante du champ magnétique parallèle à la ligne de visée, n_e est la densité d'électron, k est une constante égale à 0.81 (Beck et Gaensler, 2004). Ainsi, à partir de plusieurs mesures de la rotation de la direction de la polarisation et avec la connaissance de la distribution d'électrons dans la Galaxie, on est capable d'obtenir des informations sur la direction de la composante du champ magnétique parallèle à la ligne de visée.

Polarisation du rayonnement par la poussière

Comme on l'a vu dans la section 1.2.4, la poussière interstellaire polarise le rayonnement des étoiles en extinction ou en émission en présence d'un champ magnétique. Cela est dû à un mécanisme qui aligne le petit axe des grains par rapport au champ magnétique local. Ainsi, en mesurant la polarisation du rayonnement par la poussière, on peut obtenir des informations sur l'orientation du champ magnétique dans le plan du ciel.

En 2002, l'expérience ballon *Archeops* a pu réaliser des observations de l'émission polarisée galactique à grande échelle. À la suite de cela, ces mesures ont fourni la première détection de l'émission de la polarisation de la poussière dans le milieu diffus galactique à 353 GHz (Benoit et al., 2004). Comme prévu par les modèles d'alignement des grains, ces observations ont montré que la direction de l'émission de la polarisation dans le domaine submillimétrique est perpendiculaire à la polarisation par extinction qu'on observe dans le domaine optique. L'orientation de la polarisation dans le domaine submillimétrique est donc perpendiculaire à l'orientation du champ magnétique. Plus tard, les observations du satellite *Planck* a pu observer cette émission polarisée sur tout le ciel et révèle un champ magnétique galactique à grande échelle. La figure 1.5 montre une carte de tout le ciel vu par le satellite *Planck*, et représente l'observation du champ magnétique sur le plan du ciel tracé à partir de la polarisation de l'émission des grains.

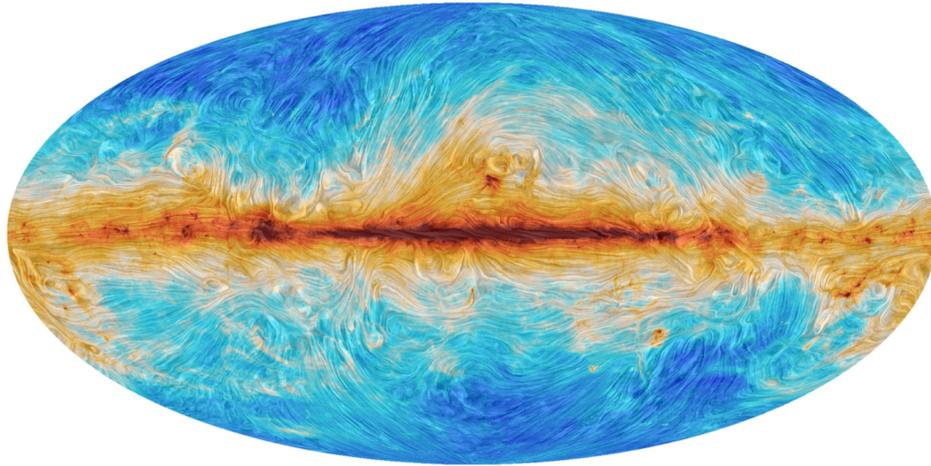


FIGURE 1.5 – Champ magnétique galactique tracé à partir de l'émission de la polarisation observée par le satellite *Planck*, à 353 GHz. L'échelle de couleur représente la densité de colonne de la poussière. Le drapé est basé sur les mesures de la direction de la polarisation de la lumière émise par la poussière, et montre donc l'orientation du champ magnétique. La figure est tirée de l'article ([Planck Collaboration et al., 2016a](#)).

1.3.3 Impact du champ magnétique sur la formation des structures

De manière générale, les étoiles naissent dans des structures filamenteuses, à l'intérieur de nuages de gaz interstellaires. Lorsque ces nuages deviennent assez denses, ils s'effondrent sur eux-mêmes sous l'effet de la gravité jusqu'à la formation d'une étoile.

Les champs magnétiques sont supposés jouer un rôle important dans les processus de formation des structures dans lesquelles se forment les étoiles ([Shu et al., 1987](#)). Ils permettraient d'expliquer le faible taux de formation stellaire ([Lilly et al., 1996](#); [Lanzetta et al., 2002](#); [Baldry et al., 2002](#)), au sein de la Voie Lactée, en limitant l'effondrement gravitationnel des nuages moléculaires denses par opposition à la gravitation. Il existe deux théories importantes permettant d'expliquer le rôle du champ magnétique dans la formation des structures : la turbulence et la diffusion ambipolaire. La présence de turbulence dans le MIS produit des filaments susceptibles de se fragmenter afin de former des cœurs denses qui vont s'effondrer pour former des étoiles. Il peut être montré que le champ magnétique est capable de soutenir le gaz et limiter l'effondrement gravitationnel. Pour plus d'informations on pourra aller voir ([Mac Low et Klessen, 2004](#); [Coudé, 2018](#)). La diffusion ambipolaire suppose que le gaz est constitué de deux fluides, l'un composé de particules neutres, l'autre de particules ionisées. Contrairement au fluide neutre qui subit l'effondrement gravitationnel, le fluide ionisé est lié au champ magnétique et donc résiste à l'effondrement. Des collisions couplent les deux fluides l'un à l'autre, par conséquent si la fraction de particules ionisées est suffisante, le fluide ionisé qui est supporté par le champ magnétique est capable de freiner l'effondrement gravitationnel du nuage.

De plus, le champ magnétique semble jouer un rôle important dans l'accumulation de matière dans les filaments. La figure 1.6 présente les observations de l'instrument *Herschel* d'un filament dans une région du Taureau ([Palmeirim et al., 2013](#)). Les vecteurs de polarisation en optique (vert) montrent l'orientation du champ magnétique (parallèle au vecteur de la polarisation dans ce cas). On note que ceux-ci sont perpendiculaires au filament (noir), ce qui indiquerait une accrétion de la matière vers le filament, ou vers l'extérieur, via les lignes de champs magnétiques.

Un des objectifs du Large Program de *NIKA2 B-FUN* (section 4.4), sera d'utiliser le module

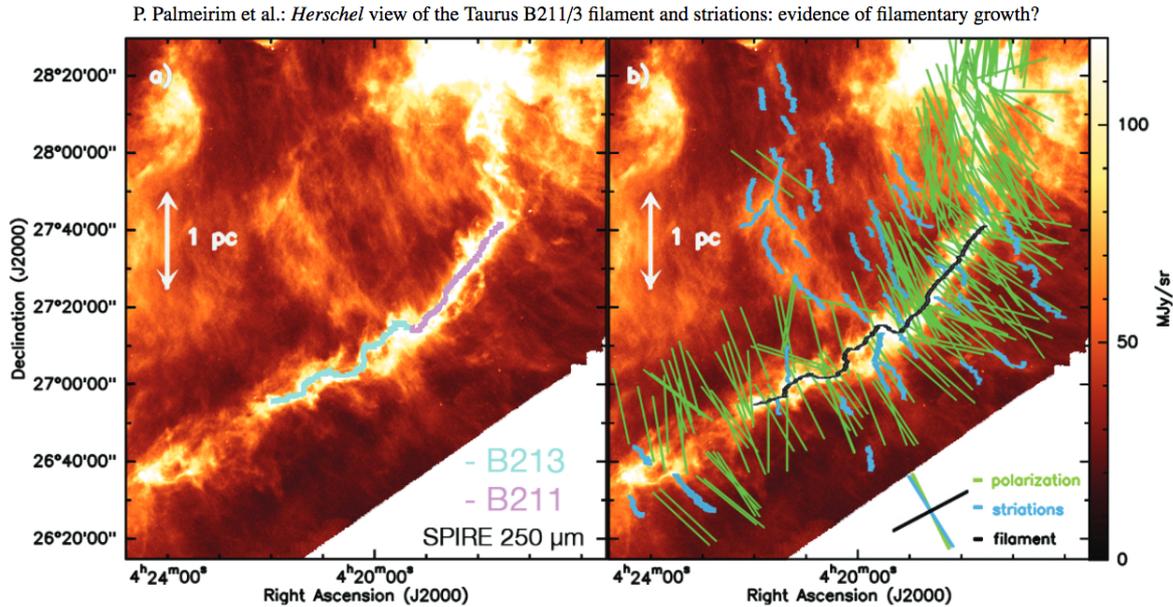


FIGURE 1.6 – Observation faites par l’instrument *Herschel* du filament B211/3 dans la région du Taureau. L’orientation du champ magnétique est tracée par les vecteurs de polarisation dans le domaine optique (vert). Cela montre qu’il est perpendiculaire au filament (noir), suggérant une accrétion de matière vers le filament à travers le champ magnétique. La figure est extraite de (Palmeirim et al., 2013).

polarisé de *NKA2* pour cartographier le champ magnétique dans des zones filamentaires afin de mieux contraindre le rôle du champ du champ magnétique dans la formation stellaire.

1.4 Conclusion

L’étude de l’émission des composantes du milieu interstellaire en intensité et en polarisation est source d’un nombre important d’informations. En particulier l’étude des nuages interstellaires denses à travers l’émission submillimétrique de la poussière peut nous renseigner sur la formation stellaire. Bien qu’ils ne représentent qu’une faible fraction de la masse du MIS, les grains de poussières jouent un rôle important dans l’évolution physique et chimique du MIS. Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés aux processus produisant une polarisation du rayonnement stellaire, et on suppose qu’elle est due à :

- des processus d’extinction et d’émission sur les grains
- l’alignement du petit axe des grains avec l’orientation du champ magnétique interstellaire.

Les modèles et les observations ont montré que l’orientation de la polarisation observée dans le domaine visible est parallèle à l’orientation du champ magnétique. Au contraire, la direction de la polarisation de l’émission thermique (domaine submillimétrique) est orthogonale à l’orientation du champ magnétique. Ainsi, il est possible de tracer le champ magnétique interstellaire à travers la polarisation du rayonnement par les grains. Les observations faites par le satellite *Planck* de zones de formation stellaire montrent que le champ magnétique pourrait jouer un rôle important dans la formation des structures. Ils montrent notamment que l’orientation du champ magnétique est orthogonal aux filaments, suggérant que l’accrétion (ou l’évaporation) de la matière vers les filaments se fait suivant les lignes de champs magnétique. Le module polarisé de *NKA2* à 260 GHz (1 mm) pourra

cartographier à haute résolution les zones filamentaires de régions de formation stellaire afin d'apporter de nouvelles informations sur la formation de ces structures. Les chapitres 4 et 6 présentent la caméra *NIKA2* et son module polarisé, et le chapitre 7 présente le *commissioning* du module polarisé de *NIKA2*.

En Astrophysique la poussière est source d'information, en revanche en Cosmologie elle représente un avant-plan important pour les expériences visant à mesurer le fond diffus cosmologique. C'est pourquoi des instruments comme *PILOT* (Misawa et al., 2014; Mangilli et al., 2018) visant, entre autres, à caractériser la polarisation de la poussière dans le MIS sont nécessaires. Le prochain chapitre portera sur la polarisation dans le domaine submillimétrique en cosmologie, et plus particulièrement la polarisation du fond diffus cosmologique.

CHAPITRE 2

Contexte Cosmologique : le Fond Diffus Cosmologique

Sommaire

2.1	Le modèle standard de la cosmologie	21
2.1.1	Le modèle Λ CDM	22
2.1.2	Histoire thermique de l'Univers	23
2.1.3	L'inflation	25
2.2	Le Fond Diffus Cosmologique	26
2.2.1	Introduction	26
2.2.2	Les anisotropies en température	28
2.2.3	Formalisme d'étude des anisotropies : les spectres de puissance angulaire	28
2.3	La polarisation du CMB	30
2.3.1	Origine de la polarisation du CMB : la diffusion Thomson	30
2.3.2	Les perturbations et figures de polarisation	32
2.3.3	Les modes E et B de la polarisation	35
2.3.4	Émission des avant-plans	37
2.4	Conclusion	37

La mesure du signal du fond diffus cosmologique est un enjeu majeur de la cosmologie moderne afin de mieux comprendre l'Univers. Ce chapitre présente quelques notions théoriques sur la cosmologie. On présentera dans une première partie le modèle du Big Bang, puis je définirai le fond diffus cosmologique et enfin je présenterai le signal polarisé du fond diffus cosmologique.

2.1 Le modèle standard de la cosmologie

Le modèle cosmologique actuellement utilisé pour décrire l'Univers est le modèle du Big Bang. Celui-ci est quantifié par un ensemble de paramètres cosmologiques dont la détermination représente un des principaux sujet de recherche en cosmologie. Le modèle Λ CDM, aussi appelé modèle standard

de la cosmologie, désigne un modèle cosmologique du Big Bang, caractérisé par une constante cosmologique appelée Λ . Dans la prochaine section on présentera les caractéristiques principales de ce modèle.

2.1.1 Le modèle Λ CDM

Le modèle Λ CDM repose sur :

- La nucléosynthèse primordiale, développée dans les années 50, qui explique l'abondance des éléments légers (hydrogène, helium, lithium)
- L'existence du fond diffus cosmologique (CMB en anglais), découvert par Penzias et Wilson en 1965.
- L'expansion de l'Univers.

Il décrit un Univers homogène, isotrope, plat et en expansion accélérée (Riess et al., 1998). Dans le cadre de la relativité générale, on peut décrire l'évolution de l'Univers en fonction de sa composition énergétique, à l'aide des équations de Friedmann (Friedmann, 1922, 1924) :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_{tot} + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{a^2}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho_{tot} + \frac{3\rho_{tot}}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3}. \quad (2.2)$$

L'Univers est ici assimilé à un fluide de pression p et de densité ρ . $a(t)$ représente le facteur d'échelle et rend compte de l'expansion de l'Univers. k est l'indice de courbure de l'Univers, on dit que l'Univers est plat, ouvert ou fermé si k est respectivement égal à 0, -1, +1. G , et c représentent la constante de Gravitation de Newton et la vitesse de la lumière dans le vide. Le paramètre de Hubble, représentant l'accélération de l'Univers, est par définition écrit comme (Hubble, 1929) :

$$H = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right), \quad (2.3)$$

et est égale à $100h \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, où h est le taux d'expansion. La densité totale ρ_{tot} s'écrit :

$$\rho_{tot} = \rho_{\Lambda} + \rho_m + \rho_r, \quad (2.4)$$

où le terme $\rho_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ est appelé la densité d'énergie noire associée à la constante cosmologique Λ (Einstein, 1916). ρ_m représente la matière non-relativiste, et prend en compte une composante baryonique (ρ_b) et une composante non-baryonique (ρ_c) représentant la matière noire. ρ_r est la densité de radiation et est composée de particules ultra-relativistes (photons, neutrinos). Chaque composante possède sa propre équation d'état, caractérisée par le paramètre w et qui relie la pression et la densité :

$$w_i = \frac{p_i}{\rho_i c^2}. \quad (2.5)$$

On peut définir les paramètres cosmologiques Ω_i , correspondant à chaque composante i par :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_{cr}}, \quad (2.6)$$

où $\rho_{cr} = \frac{3H^2}{8\pi G}$ est la densité critique de l'Univers, c'est à dire la densité de l'Univers s'il était parfaitement plat ($k = 0$). Ils permettent de caractériser le contenu énergétique de l'Univers. On peut également définir les "densités" de courbure et les constantes cosmologiques par :

$$\Omega_k = -\frac{k}{a^2 H^2} \quad (2.7)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}. \quad (2.8)$$

On peut écrire :

$$1 = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda + \Omega_k, \quad (2.9)$$

et $\Omega_k = 1 - \Omega_{tot}$ est une mesure de la courbure de l'Univers. Les contraintes les plus récentes sur les valeurs des différents paramètres cosmologiques sont données par la collaboration *Planck* dans ([Planck Collaboration et al., 2018a](#)) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_m = 0.3111 \pm 0.0056 \\ \Omega_\Lambda = 0.6889 \pm 0.0056 \\ \Omega_r \sim 5 \times 10^{-5} \\ \Omega_k = 0.0007 \pm 0.0019 \\ \Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001 \\ \Omega_c h^2 = 0.120 \pm 0.001 \end{array} \right. \quad (2.10)$$

Ces paramètres montrent que notre Univers semble être plat ($\Omega_k \sim 0$). Aujourd'hui, le paramètre de Hubble H est égal à $100h$ km/s/Mpc, où h correspond au taux d'expansion et est égal à 0.6774 ± 0.0046 . Cela montre que notre Univers n'est pas stationnaire mais en expansion. La matière non-relativiste est principalement composée d'une matière noire froide non-baryonique. De plus, le contenu énergétique de l'Univers est dominé par une forme d'énergie, appelée énergie noire, responsable de l'expansion accélérée de celui-ci. Toutes ces caractéristiques forment le cadre décrit par le modèle standard de la cosmologie, appelé modèle Λ CDM (Λ -dominated Cold Dark Matter en anglais).

2.1.2 Histoire thermique de l'Univers

On présente ici les différentes étapes clefs de l'Histoire de l'Univers, de sa naissance il y a 13.8 milliards d'années ([Planck Collaboration et al., 2018a](#)) à l'Univers tel qu'il est actuellement. La théorie du Big Bang suppose que l'Univers primordial était extrêmement dense et énergétique. Les quatre forces fondamentales (électromagnétisme, interaction faible, interaction forte et gravitation) étaient alors unifiées. À ce stade là l'Univers est dominé par le rayonnement, et peut être décrit par un plasma en équilibre thermique, composé de particules relativistes avec des interactions fréquentes. Avec l'expansion de l'Univers, la densité et la température diminuent entraînant la séparation de la gravitation et des autres forces fondamentales, la physique est alors décrite par la Théorie de la Grande Unification (GUT), qui sera elle même rompue lors de la brisure de la symétrie entre la force nucléaire forte et la force électrofaible. Au fur et à mesure que l'Univers s'étend, la densité des particules continue de diminuer entraînant le découplage de certaines particules du bain thermique. Une fois que la température de l'Univers est assez basse (~ 100 keV), la formation de noyaux atomiques par réactions nucléaires est possible. Ainsi, la combinaison de protons et neutrons par fusion nucléaire permet la formation de deutérium, d'hélium puis d'éléments plus lourds. Cette étape est appelée la *nucléosynthèse primordiale* ([Gamow, 1946](#)), c'est une des prédictions majeures du modèle du Big Bang, qui permet notamment de rendre compte de l'abondance de deutérium, de l'hélium et d'autres

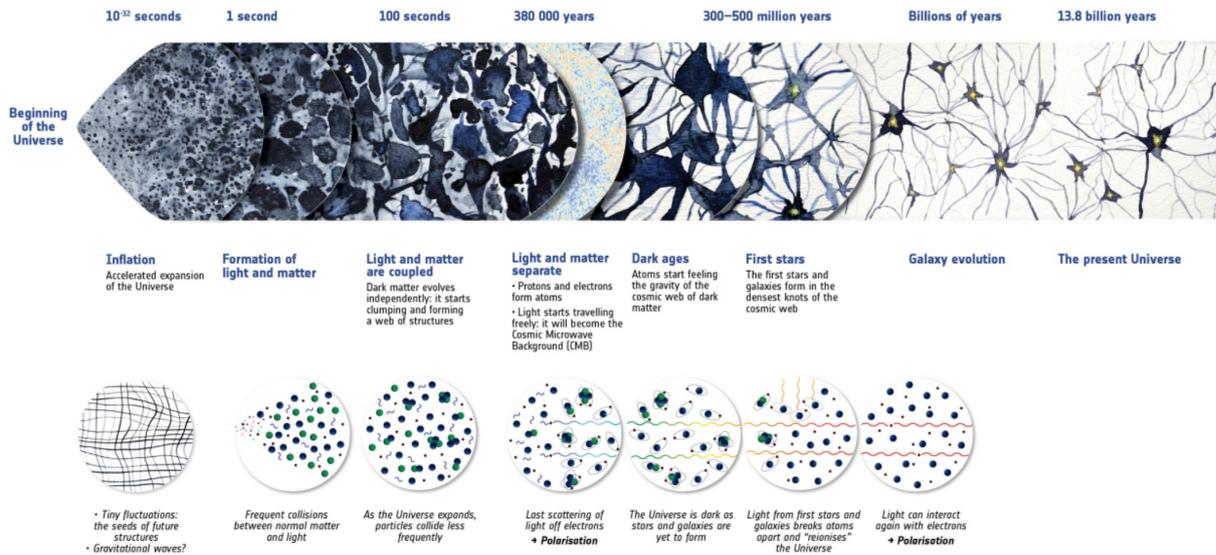


FIGURE 2.1 – Résumé de l’histoire thermique de l’Univers, depuis le Big Bang il y a environ 14 milliards d’années à l’Univers tel qu’on le connaît actuellement. Crédits : ESA.

éléments légers, non explicables par la nucléosynthèse stellaire (Fields et al., 2014). 377 000 ans après le Big Bang, à un redshift $z \sim 100$ ($T \sim 3000K$), les électrons et les protons se combinent, rendant l’Univers électriquement neutre : c’est la *recombinaison*. Les photons se découplent alors de la matière et peuvent désormais se propager librement. Les photons émis après une dernière interaction avec la matière (on parle de *surface de dernière diffusion*), correspondent aux premiers photons du CMB que l’on observe aujourd’hui. Le CMB représente l’une des meilleures preuves de la théorie du Big Bang. Son observation montre de petites variations d’intensité, correspondant à des fluctuations de la densité primordiale de matière qui sont certainement à l’origine de la formation des structures que l’on voit aujourd’hui. Après la recombinaison, l’Univers entre dans une époque dominée par la matière. Durant cette période, la matière noire s’effondre et forme des structures filamentaires et des halos. À un redshift $z \sim 7 - 8$, les premières étoiles se forment et émettent un rayonnement UV qui va ioniser le gaz environnant. Cette époque durant laquelle le gaz cosmique passe d’un état neutre à ionisé est appelée *la réionisation* de l’Univers (Zaroubi, 2013). Durant cette période, les premiers amas de galaxies se forment aux intersections des filaments, s’en suivra la formation d’objets de la taille de notre système solaire, dont le notre qui s’est formé environ 8 milliards d’années après le Big Bang. Finalement, à un redshift $z \sim 0.5$, l’énergie noire domine, accélérant l’expansion de l’Univers. La table 2.1 et la figure 2.1 résume les étapes clés de l’histoire thermique de l’Univers.

Evènements	temps physique	redshift	température
Temps de Planck	10^{-43} s		10^{19} GeV
Brisure de GUT entre les interactions forte et électrofaible	10^{-36} s		10^{16} GeV
Brisure de la symétrie électro-faible	10^{-32} s		100 GeV
Inflation	10^{-32} s		$\lesssim 10^{15}$ GeV
Découplage des neutrinos primordiaux	1s	6×10^9	1 MeV
Annihilation électrons-positrons en photons	6s	2×10^9	500 keV
Nucléosynthèse primordiale (He, Li, Be)	3 min	4×10^8	100 keV
Égalité matière-rayonnement ($\rho_m = \rho_r$)	60×10^3 ans	3400	0.75 eV
Recombinaison	$(260 - 380) \times 10^3$ ans	1100-1400	0.26-0.33 eV
Univers devient transparent : découplage du CMB	380×10^3 ans	1000-1200	0.23-0.28 eV
Réionisation	500×10^6 ans	10	2.6 meV
Egalité matière-énergie noire	9×10^9 ans	0.4	0.33 meV
Aujourd'hui	13.8×10^9 ans	0	0.24 meV

TABLE 2.1 – Évènement principaux de l'histoire thermique de l'Univers.

2.1.3 L'inflation

Le modèle du Big Bang est soutenu par de nombreuses observations comme la nucléosynthèse primordiale et la détection du fond diffus cosmologique. Cependant, il ne permet pas à lui tout seul de résoudre trois problèmes fondamentaux : le problème de l'horizon, le problème de la platitude et le problème des perturbations :

1. **Le problème de l'horizon.** Dans le cadre du modèle du Big Bang, des régions séparées de plus de 2 degrés n'ont jamais été en contact causal jusqu'à la recombinaison. Or dès 1992, les observations de la température du CMB (Smoot et al., 1992) indiquent que celui-ci est homogène et isotrope à grande échelle. Comment différentes parties du ciel, séparées à l'époque de plusieurs degrés, et qui sont donc causalement découplées, peuvent-elles avoir des propriétés physiques similaires ?
2. **Le problème de la platitude.** On a vu dans la section précédente que la valeur du paramètre cosmologique Ω_k permettant de rendre compte de la courbure de l'Univers, mesuré par *Planck* est environ égal à 0. Cependant, dans le modèle du Big Bang, un univers plat est instable. Pour expliquer la platitude de l'Univers d'aujourd'hui, il faudrait qu'à l'ère de Planck $|\Omega_{tot} - 1| \leq 10^{-60}$. Cela demande un ajustement fin des conditions initiales au moment du Big Bang, ce qui est peu probable.
3. **Le problème des perturbations.** Les observations du CMB montrent que l'Univers n'est pas totalement homogène. De plus, on sait que la formation des galaxies et amas de galaxies observés aujourd'hui provient de l'effondrement gravitationnel de la matière et qui a pour origine des surdensités par rapport à l'homogénéité parfaite de l'Univers primordiale. Cependant, le modèle du Big Bang seul ne parvient pas à expliquer ces inhomogénéités.

C'est pour expliquer ces problèmes que le paradigme de l'inflation a fait son apparition dans les années 80 (Starobinsky, 1982; Guth, 1981; Linde, 1982, 2014). Il décrit une période d'expansion

accélérée et supraluminique de l'Univers jeune ($\sim 10^{-32}$ s), poussée par l'énergie d'un champ quantique. Pour retrouver des informations détaillées sur l'inflation on pourra aller voir (Liddle et Lyth, 2000). L'inflation produirait également des ondes gravitationnelles primordiales qui laisseraient une trace sur la polarisation du CMB (voir section 2.3.2). C'est pourquoi aujourd'hui d'importants efforts sont mis en place afin de mesurer la polarisation (les modes B) du CMB, car elle représente la seule possibilité de détecter les ondes gravitationnelles primordiales.

2.2 Le Fond Diffus Cosmologique

2.2.1 Introduction

Le rayonnement du fond diffus cosmologique a été découvert par Penzias et Wilson en 1964 (Penzias et Wilson, 1965) et son observation constitue une preuve majeure de la théorie du Big Bang.

Comme on l'a vu dans la section 2.1.2, après la recombinaison, l'Univers devient transparent pour les photons. En effet, la lumière et la matière se découplent, permettant aux photons qui forment le CMB de se propager librement. Ainsi, l'étude de ce rayonnement constitue une mine d'or pour les recherches en Cosmologie car il fournit une image de l'Univers primordial tel qu'il était environ 380 000 ans après le Big Bang. Les observations de l'instrument FIRAS sur *COBE*, ont montré que le spectre électromagnétique du CMB a l'allure d'un spectre de corps noir, de température $T_{CMB} = 2.72548 \pm 0.00057$ K (Fixsen, 2009). On peut en effet voir sur la figure 2.2 que les données FIRAS (carrés) s'ajustent particulièrement bien avec un spectre de corps noir (courbe noire) à cette température.

Depuis les premières observations par *COBE*, de nombreuses expériences telles que *WMAP* et *Planck* (Bennett et al., 2013; Planck Collaboration et al., 2018b) ont mesuré avec précision le CMB. Elles ont pu mettre en évidence la présence des anisotropies de température, correspondant à des fluctuations à la température uniforme du CMB de l'ordre de 10^{-5} . La figure 2.3 montre la carte des anisotropies en température mesurée par le satellite *Planck*. On verra par la suite quelles sont les origines de ces fluctuations.

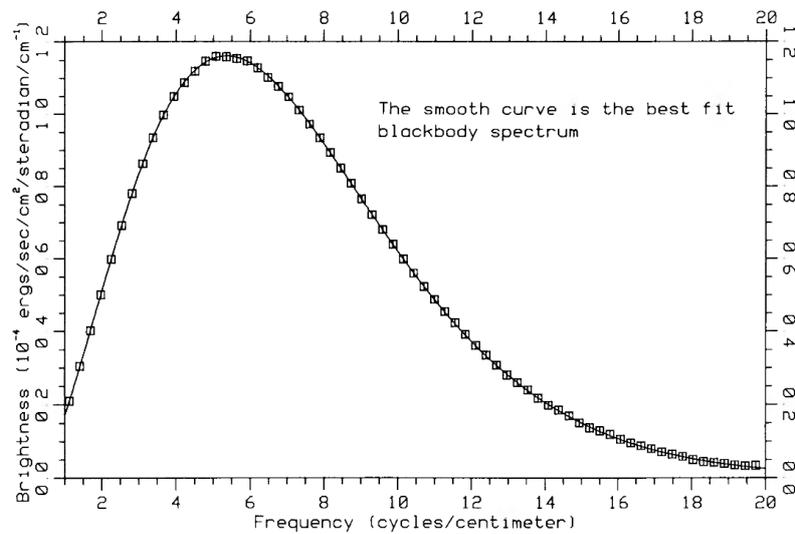


FIGURE 2.2 – Spectre du CMB mesuré par FIRAS. Les données (carrés) s’ajustent exceptionnellement bien avec un spectre de corps noir d’une température $T = 2.7$ K (courbe noire). La figure est extraite de (Mather et al., 1990).

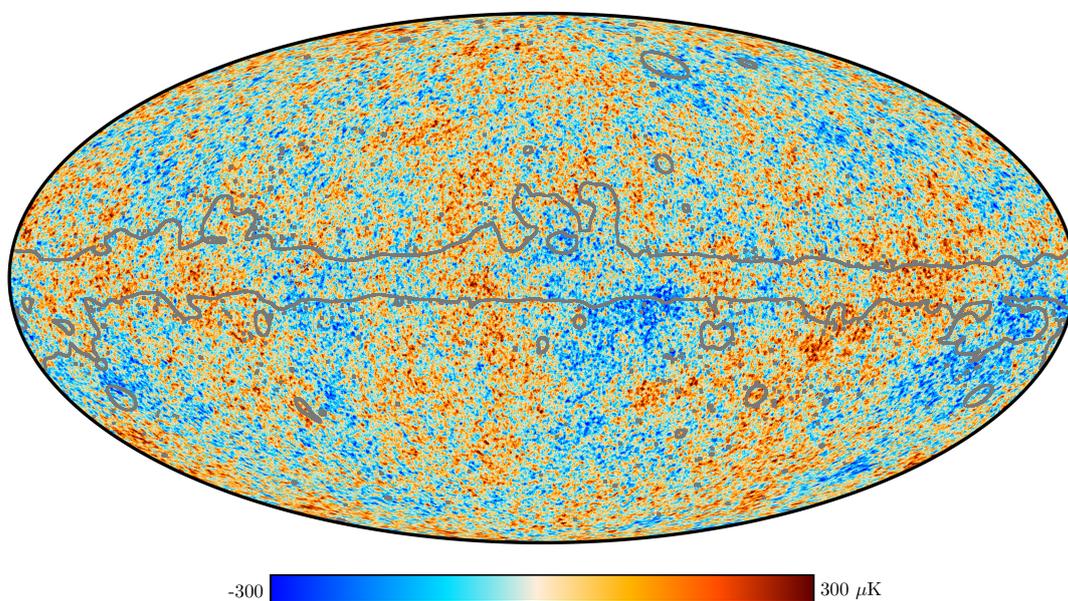


FIGURE 2.3 – Dernière carte en date des anisotropies en température du CMB estimée par le satellite *Planck*. La figure est extraite de (Planck Collaboration et al., 2018b). La courbe grise, autour du plan Galactique, délimite les régions pour lesquelles l’émission des avant-plans (poussière) est importante.

2.2.2 Les anisotropies en température

L’empreinte laissée sur le CMB sous la forme des anisotropies provient de faibles variations de densité du fluide primordial, générées pendant l’inflation. Avant le découplage, photons et baryons sont fortement couplés, ainsi chaque mouvement de la matière laisse une empreinte sur le CMB. Les mécanismes qui le permettent sont les suivants :

— L’effet Sachs-Wolfe

C’est le mécanisme qui rend compte de l’interaction entre les photons du CMB et un potentiel gravitationnel. Les fluctuations de densités du fluide primordial engendrent des puits de potentiel gravitationnel. Les photons du CMB expérimentent un décalage spectral lorsqu’ils tombent ou sortent d’un puits. En effet, lorsqu’un photon tombe dans un puits, il gagne de l’énergie et est décalé vers le bleu. À l’inverse, un photon sortant d’un puits, perd de l’énergie et se retrouve décalé vers le rouge. Les points froids du CMB correspondent à des sur-densités, tandis que les points chauds à des sous-densités. L’effet Sachs-Wolfe ([Sachs et Wolfe, 1967](#); [White et Hu, 1997](#)) traduit alors un changement de température proportionnel à l’amplitude des puits, et peut s’écrire :

$$\frac{\Delta T}{T_0}(\mathbf{r}) = \frac{\phi(\mathbf{r})}{c^2} \quad (2.11)$$

où T_0 représente la température moyenne du CMB et $\phi(\mathbf{r})$ le potentiel gravitationnel observé dans la direction \mathbf{r} .

— L’effet Doppler

L’effet Doppler est dû à la vitesse v du plasma en mouvement. Les fluctuations de température sont alors proportionnelles à v :

$$\frac{\Delta T}{T_0}(\mathbf{r}) = -\mathbf{r} \frac{v(\mathbf{r})}{c} \quad (2.12)$$

— La densité

Les sur-densités correspondent à une concentration de matière et de photons. Un observateur reçoit donc un flux de photons plus ou moins important selon la densité d’une région. L’effet des variations de densité sur les fluctuations de la température se traduit par :

$$\frac{\Delta T}{T_0}(\mathbf{r}) = \frac{1}{3} \frac{\delta\rho}{\rho}(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

Ces mécanismes permettent d’expliquer les anisotropies primordiales du CMB. Il faut savoir qu’en plus de cela, celui-ci présente des anisotropies secondaires. Elles apparaissent lorsque les photons du CMB traversent l’Univers, et subissent des effets tels que : l’effet de lentille gravitationnel ([Lewis et Challinor, 2006](#)), l’effet Sachs-Wolfe intégré ([Sachs et Wolfe, 1967](#)) et l’effet Rees-Sciama ([Rees et Sciama, 1968](#)). Dans la prochaine section, on présente le formalisme nécessaire pour étudier quantitativement le signal du CMB.

2.2.3 Formalisme d’étude des anisotropies : les spectres de puissance angulaire

Les anisotropies qu’on mesure sur le CMB proviennent de processus physiques aléatoires dont seules les propriétés statistiques sont prévisibles. C’est donc ces propriétés que l’on cherche à étudier afin d’extraire des informations sur le signal du CMB. On mesure sur le ciel des variations de

température par rapport à une température moyenne $\Delta T(\vec{n})/T_0$, dans une direction d'observation \vec{n} . On peut projeter les anisotropies de cette carte sur la base des harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T}{T_0}(\vec{n}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^T Y_{\ell m}(\vec{n}). \quad (2.14)$$

Les fonctions $Y_{\ell m}$ représentent les harmoniques sphériques, et les coefficients $a_{\ell m}^T$ représentent leurs amplitudes, et peuvent s'écrire :

$$a_{\ell m}^T = \int \frac{\Delta T}{T_0}(\vec{n}) Y_{\ell m}^*(\vec{n}) d\vec{n}. \quad (2.15)$$

On peut décrire la polarisation d'un rayonnement à l'aide des paramètres de Stokes (I , Q , U), où I décrit l'intensité du rayonnement et Q , U la polarisation linéaire (cf. section. 5.2). De la même manière que pour les anisotropies en température, on peut décomposer Q et U en harmoniques sphériques spinées (Seljak et Zaldarriaga, 1997; Kamionkowski et al., 1997) :

$$(Q \pm iU)(\vec{n}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\pm 2\ell m \pm 2} Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (2.16)$$

où les fonctions $_{\pm 2}Y_{\ell m}$ représentent les harmoniques spinées d'ordre 2 (Newman et Penrose, 1966). On peut construire les champs de polarisation E et B à partir des paramètres de Stokes. Ils ont l'avantage d'être indépendants du choix du repère de la mesure, contrairement à Q et U . E et B sont des quantités scalaires et pseudo-scalaires, s'écrivant comme :

$$E = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^E Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (2.17)$$

$$B = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^B Y_{\ell m}(\vec{n}), \quad (2.18)$$

avec :

$$a_{\ell m}^E = -\frac{a_{2\ell m} + a_{-2\ell m}}{2} \quad (2.19)$$

$$a_{\ell m}^B = i\frac{a_{2\ell m} - a_{-2\ell m}}{2} \quad (2.20)$$

Les quantités T , E et B nous permettent d'étudier les anisotropies du CMB en température et en polarisation. Chaque variable a un coefficient $a_{\ell m}^X$ ($X \in \{T, E, B\}$) qui lui est propre. C'est à partir de ces derniers qu'on peut définir les spectres de puissance angulaire, $C_{\ell}^{XX'}$ avec $(X, X') \in \{T, E, B\}$:

$$\langle a_{\ell m}^X a_{\ell' m'}^{X'*} \rangle = C_{\ell}^{XX'} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}. \quad (2.21)$$

Dans le cas où la distribution des $a_{\ell m}$ est gaussienne, les spectres de puissances contiennent toute l'information statistique du signal. Cependant, il n'est pas possible d'utiliser la quantité $\langle a_{\ell m}^X a_{\ell' m'}^{X'*} \rangle$ telle qu'elle est. En effet, la moyenne $\langle \cdot \rangle$ suppose d'avoir plusieurs réalisations de $a_{\ell m}$, et donc de pouvoir faire la mesure sur plusieurs univers, ce qui n'est pas possible. Par conséquent, il faut établir des estimateurs \hat{C}_{ℓ} des spectres de puissance à partir des seuls $2\ell + 1$ modes m indépendants existant pour chaque ℓ :

$$\hat{C}_\ell^{XX'} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^X a_{\ell m}^{X'\star}. \quad (2.22)$$

Finalement, six spectres de puissance angulaire sont construits : trois spectres d'auto-corrélation (C_ℓ^{TT} , C_ℓ^{EE} , C_ℓ^{BB}) et trois spectres présentant des corrélations croisées (C_ℓ^{TE} , C_ℓ^{TB} , C_ℓ^{EB}). Ces derniers dépendent du paramètre ℓ , appelé multipôle, homogène à l'inverse d'une échelle angulaire. Les grands multipôles correspondent aux petites échelles angulaires et vice versa.

L'étude des anisotropies en température seules ne permet pas de contraindre tous les paramètres cosmologiques. À cela il faut ajouter l'étude de la polarisation du CMB, ce qui fera l'objet de la prochaine section.

2.3 La polarisation du CMB

Dans la section précédente, j'ai décrit les origines des anisotropies en température du CMB, ici j'aborderai la question de sa polarisation. On verra comment elle est produite, comment elle se manifeste sur le CMB et ce que peut nous apprendre l'étude de ses anisotropies.

2.3.1 Origine de la polarisation du CMB : la diffusion Thomson

Lors de la formation du CMB, pendant le découplage entre la matière et le rayonnement, l'Univers est constitué d'un plasma ionisé d'électrons, de protons et de photons. La polarisation du CMB provient de la diffusion Thomson d'un photon sur un électron du plasma primordial. La section efficace de la diffusion Thomson est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\epsilon \cdot \epsilon'|^2. \quad (2.23)$$

où σ_T est la section efficace de Thomson, ϵ' et ϵ représentent les polarisations linéaires du photon avant et après diffusion (voir figure 2.4), et $d\Omega$ est l'élément d'angle solide. Le produit scalaire $|\epsilon \cdot \epsilon'|$ intervenant dans l'équation implique l'absorption de la composante de la polarisation parallèle au plan de diffusion, ainsi seule la polarisation orthogonale à ce plan est transmise en direction de l'observateur. Afin que l'observateur puisse mesurer une polarisation non-nulle dans une direction, il est nécessaire que les polarisations des photons qui en proviennent ne s'annulent pas les unes les autres. Pour cela, la lumière incidente sur un électron doit être anisotrope. En effet, considérons différents types d'anisotropies :

- Monopôle : Le rayonnement incident est isotrope, alors la polarisation totale reçue par l'observateur est nulle.
- Dipôle : l'intensité du rayonnement incident présente un motif dipolaire, chaque composante de la polarisation est compensée ce qui résulte en une polarisation nulle. On peut prendre la figure 2.5 comme illustration : l'intensité à droite et à gauche de l'électron sont les mêmes, contrairement à l'intensité en haut et en bas. La composante de la polarisation gauche/droite compense la composante haut/bas, ce qui résulte en une polarisation nulle.
- Quadrupôle : L'intensité incidente présente un pattern quadrupolaire. Cette fois il n'y a plus de compensation et une polarisation non-nulle apparaît.

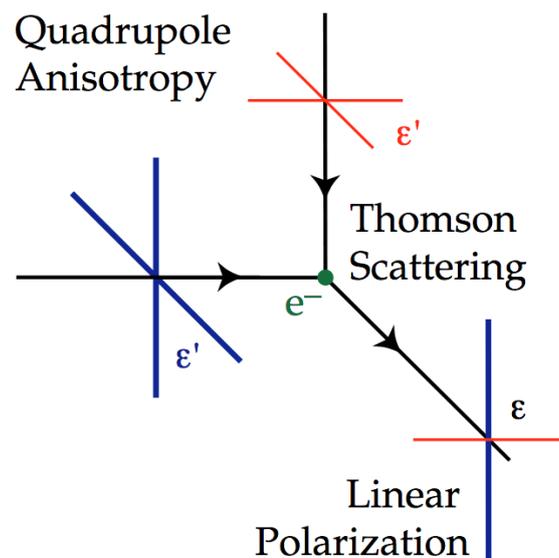


FIGURE 2.4 – Représentation de la diffusion Thomson de photons du CMB sur un électron. L'intensité du rayonnement incident présente un pattern quadrupolaire (l'intensité bleue est plus importante que l'intensité rouge). Après diffusion, seule la composante de polarisation perpendiculaire au plan de diffusion est transmise. La figure est extraite de (Hu et White, 1997).

La figure 2.5 montre une illustration de ces différents cas. La figure 2.4 illustre également le cas d'une diffusion de photons sur un électron dans le cas d'une anisotropie quadrupolaire. L'intensité incidente est plus importante pour les photons de gauche (bleu) que pour les photons provenant du haut (rouge), résultant en une polarisation verticale de la lumière diffusée.

On en conclut qu'une anisotropie quadrupolaire de l'intensité incidente est nécessaire pour qu'un observateur puisse voir de la polarisation. La question qui se pose maintenant est de savoir quel type de processus est capable de générer des anisotropies quadrupolaires au moment de la recombinaison.

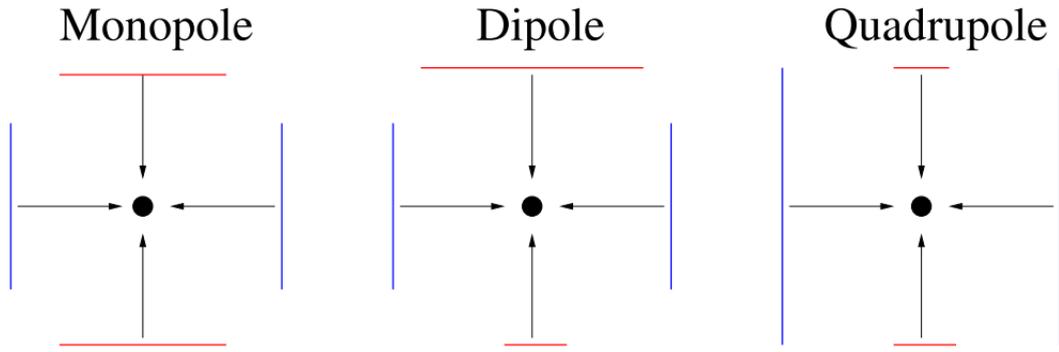


FIGURE 2.5 – Représentation des différents types d’anisotropie de l’intensité incidente sur un électron. La longueur des traits correspond à l’intensité du rayonnement. Si l’intensité incidente est uniforme (gauche), alors les polarisations se compensent toutes et la polarisation totale résultante vu par l’observateur est nulle. Si l’intensité incidente est dipolaire (milieu), la composante verticale de la polarisation annule exactement la composante horizontale. Si l’intensité incidente est quadrupolaire (droite), il n’y a plus de compensation, et l’observateur voit apparaître une polarisation. Figure extraite de (Ponthieu, 2003).

2.3.2 Les perturbations et figures de polarisation

On présente trois types de perturbations ayant des origines différentes et permettant de générer ces quadrupôles : les perturbations scalaires (dues aux fluctuations de densité), vectorielles (liées aux mouvements de vortex) et tensorielles (liées à la présence d’ondes gravitationnelles).

1. Perturbations scalaires

Elles ont pour origine des perturbations de densité dans le plasma primordial. Si on considère le cas d’un électron proche d’une zone de sur-densité, c’est à dire un point froid du CMB. On s’intéresse d’abord à la symétrie de la figure de polarisation résultante. Une perturbation de densité a une symétrie sphérique : tout plan passant par le centre de cette perturbation est donc considéré comme un plan de symétrie. La perturbation est donc invariante par parité et par conséquent la figure de polarisation résultante l’est également. En s’appuyant sur la figure 2.6, qui représente une sur-densité, on définit les paramètres de Stokes ”radiaux” dans le référentiel $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$:

$$Q_r = (\vec{E} \cdot \vec{e}_r)^2 - (\vec{E} \cdot \vec{e}_\theta)^2 \quad (2.24)$$

$$U_r = (\vec{E} \cdot \vec{e}_r^{45})^2 - (\vec{E} \cdot \vec{e}_\theta^{45})^2 \quad (2.25)$$

avec :

$$\vec{e}_r^{45} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_r + \vec{e}_\theta) \quad (2.26)$$

$$\vec{e}_\theta^{45} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\vec{e}_r + \vec{e}_\theta). \quad (2.27)$$

On considère un plan de symétrie P, celui-ci transforme \vec{e}_θ en $\vec{e}_\theta' = -\vec{e}_\theta$, en revanche il laisse \vec{e}_r invariant. Dans ce repère symétrique, Q agit comme une grandeur scalaire : $Q' = Q$, tandis que

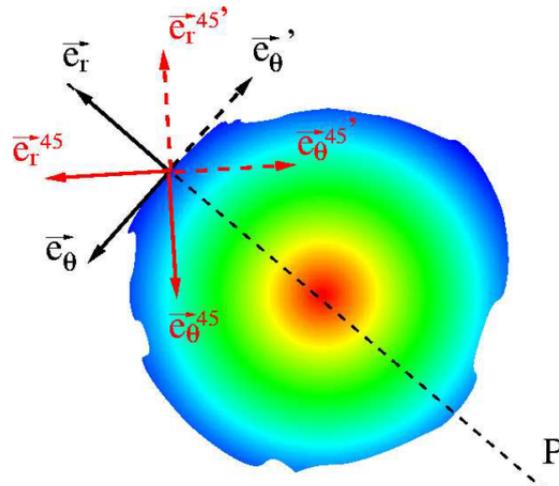


FIGURE 2.6 – Représentation d’une surdensité. Le repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ (et e_r^{45}, e_θ^{45}) nous sert à définir les paramètres de Stokes ”radials” Q_r et U_r . Une perturbation de densité est invariante par parité, par conséquent la figure de polarisation résultante sera aussi invariante par parité. La symétrie par rapport au plan P, transforme \vec{e}_θ en $\vec{e}_\theta' = -\vec{e}_\theta$ mais laisse \vec{e}_r invariant (idem pour e_r^{45} et e_θ^{45}). Dans le repère $(\vec{e}_r', \vec{e}_\theta')$ on a par réflexions : $Q' = Q$ et $U' = -U$. Figure extraite de (Ponthieu, 2003).

U se comporte comme une grandeur pseudo-scalaire : $U' = -U = U \Rightarrow U = 0$. Par conséquent, une perturbation scalaire produit uniquement une polarisation Q .

On s’intéresse maintenant à l’origine du quadrupôle. Une sur-densité accrète la matière qui l’entoure par effet gravitationnel. Les particules du plasma environnant chutent alors vers la sur-densité, avec une vitesse d’autant plus grande que l’on se rapproche de son centre. Ainsi dans le référentiel propre de l’électron, celui-ci voit le plasma s’éloigner de lui dans une direction radiale, et se rapprocher dans la direction tangentielle. Durant ce processus les photons suivent les mouvements du plasma. Celui-ci se comporte de manière opposé suivant deux directions orthogonales par rapport à l’électron ce qui engendre la création d’un rayonnement d’intensité quadrupolaire. Si on se réfère à la figure 2.4, on voit que la composante de polarisation transmise est la composante perpendiculaire au plan de diffusion. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 2.7, dans le cas d’une sur-densité, c’est la composante radiale de la polarisation qui est préférentiellement transmise. Le processus est analogue, mais inversé, dans le cas d’une sous-densité, conduisant à une figure de polarisation avec une orientation opposée.

2. Perturbations vectorielles

Elles sont dues à la vorticité du plasma primordial. Elles sont prédites dans des modèles non-inflationnaires (par exemple les défauts topologiques), mais sont considérées comme négligeables dans les modèles inflationnaires. Par conséquent on les négligera dans la suite.

3. Perturbations tensorielles

Les perturbations tensorielles sont liées au passage d’ondes gravitationnelles, produites par exemple pendant l’inflation. Leur passage déforme l’espace-temps entraînant la déformation des isocontours de la perturbation de densité. Celle-ci n’est alors plus circulaire mais elliptique. Comme on le voit sur la figure 2.8, la perturbation n’est plus invariante par parité (les figures de polarisations ne le sont donc plus également), et peut donc cette fois générer une polarisation U_r non nul. Les perturbations tensorielles peuvent donc produire de la polarisation Q_r et U_r .

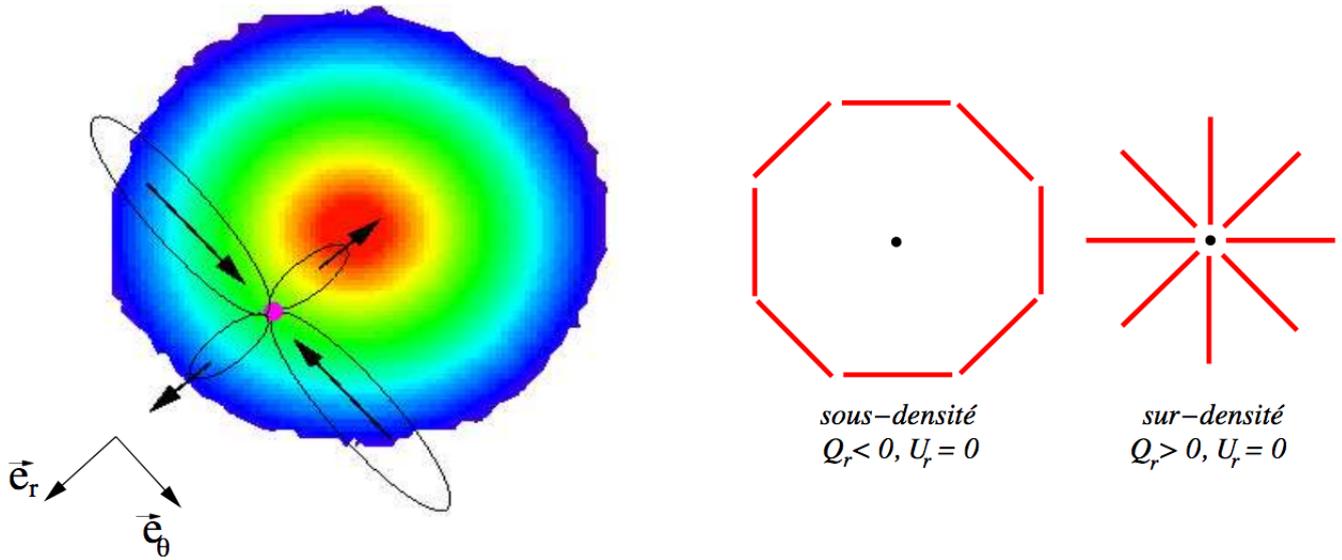


FIGURE 2.7 – **Gauche** : Formation d'une anisotropie quadrupolaire en intensité vis à vis d'un électron proche d'une sur-densité. L'échelle de couleur donne la densité. Figure extraite de (Ponthieu, 2003). **Droite** : Figures de polarisation engendrées par une sous-densité et une sur-densité. Elles créent respectivement des figures de polarisation tangentielle et radiale. Figures extraites de (Fauvet, 2010)

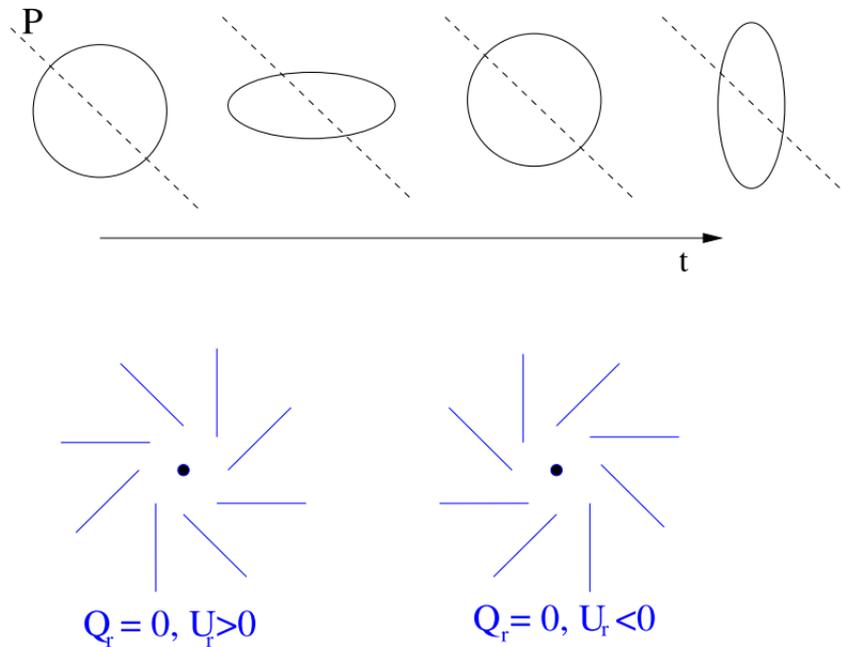


FIGURE 2.8 – **Haut** : Déformation d'une perturbation de densité après le passage d'une onde gravitationnelle. Cette fois-ci la perturbation n'a plus une forme circulaire mais elliptique, un plan P passant par le centre de la perturbation n'est donc plus un plan de symétrie : la perturbation n'est donc plus invariante par parité et peut produire une polarisation Q_r et U_r . **Bas** : Figures de polarisation résultante de perturbations tensorielles. Q_r a volontairement été fixé à 0 afin de se concentrer sur U_r . Figure extraite de (Ponthieu, 2003).

2.3.3 Les modes E et B de la polarisation

Le lien entre les paramètres de Stokes et les champs E et B est formellement donné par les équations (2.16) à (2.20). Plus phénoménologiquement, [Zaldarriaga \(2001\)](#) montre que E ne dépend que de Q_r tandis que B ne dépend que de U_r . Une perturbation scalaire est capable de générer uniquement Q_r , par conséquent $B = 0$. Une perturbation tensorielle peut elle générer Q_r et U_r , et donc une polarisation E et B non-nuls. La détection de la polarisation B signifie donc la présence d'une perturbation tensorielle et donc le passage d'ondes gravitationnelles primordiales au niveau de la surface de dernière diffusion. La figure 2.9 montre les figures de polarisation résultantes de E et B dans le cas d'une sur-densité (gauche) et d'une sous-densité (droite). Par réflexion par rapport a un plan passant par le centre de la perturbation : E se comporte comme une quantité scalaire (invariant par parité), tandis que B se comporte comme une quantité pseudo-scalaire (changement de signe).

Outre le fait que la détection de modes B signerait la présence au moment du découplage d'ondes gravitationnelles à grande échelle nécessairement produites tôt dans l'histoire de l'Univers, les modèles d'Inflation prédisent que l'amplitude de ces modes B est directement reliée à l'énergie de l'Inflation (par exemple [Zaldarriaga \(2004\)](#)) :

$$\frac{\ell(\ell+1)}{2\pi} C_\ell^{BB} \Big|_{\ell=\ell_{80}} \simeq 0.024^2 \left(\frac{E_{Inf}}{10^{16} \text{ GeV}} \right)^4 \mu K^2. \quad (2.28)$$

L'amplitude des modes B est souvent paramétrée par le rapport dit "tenseur/scalaire" :

$$r = \frac{C_{\ell=2}^{BB}}{C_{\ell=2}^{EE}}, \quad (2.29)$$

En l'absence de détection des modes B , on a actuellement une limite supérieure : $r \leq 0.07$ à 95% C.L. ([BICEP2 Collaboration et al., 2016](#)).

Il existe également des anisotropies de polarisation dites secondaires.

C'est le cas de l'effet de lentille gravitationnelle qui transforme une fraction des modes E en modes B . Ceux-ci ont récemment été mesurés par *SPT* (South Pole Telescope) ([Keisler et al., 2015](#)) et *PolarBear* ([POLARBEAR Collaboration et al., 2017](#)).

Lors de la réionisation, des électrons sont libérés dans l'Univers et ceux-ci peuvent alors engendrer de nouvelles diffusions Thomson avec les photons du CMB. Cette interaction est responsable du regain de puissance à très bas ℓ sur les spectres de puissance angulaire (Fig. 2.10), dont l'amplitude est proportionnelle à l'épaisseur optique de réionisation τ . Cette figure représente les spectres de puissance angulaires de température et de polarisation, ainsi que les modes B dus au lentillage faible, et les modes B attendus pour plusieurs valeurs typiques de r . On peut constater que les modes B sont de toutes façons plusieurs ordres de grandeur plus faible que les anisotropies de température.

En anticipant un peu sur le paragraphe suivant, cette figure présente également les estimations des spectres de puissance angulaire de la contamination par les émissions des avant-plans galactiques.

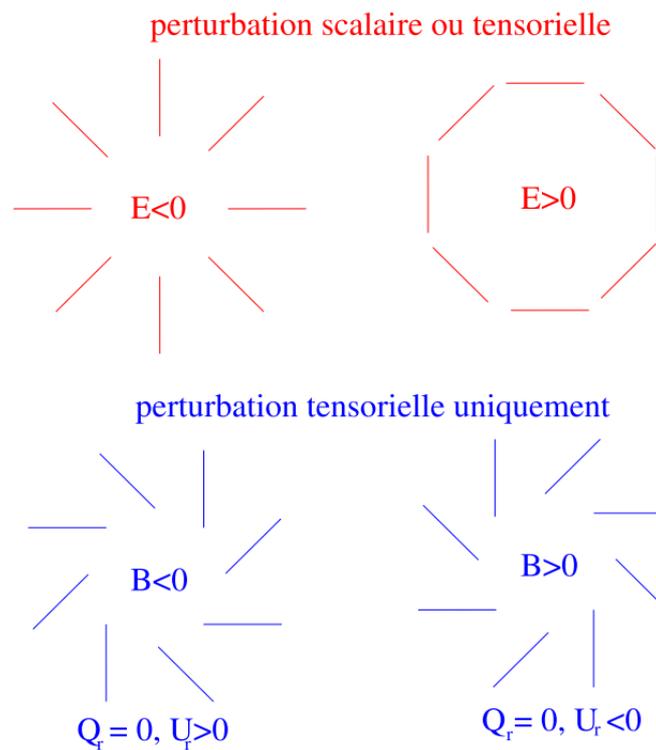


FIGURE 2.9 – Schéma récapitulatif des représentations des figures de polarisation E (haut) et B (bas), dans le cas d'une sur-densité (gauche) ou d'une sous-densité (droite). E peut être généré à la suite d'une perturbation scalaire ou tensorielle, tandis que B uniquement par une perturbation tensorielle. Figure extraite de (Ponthieu, 2003)

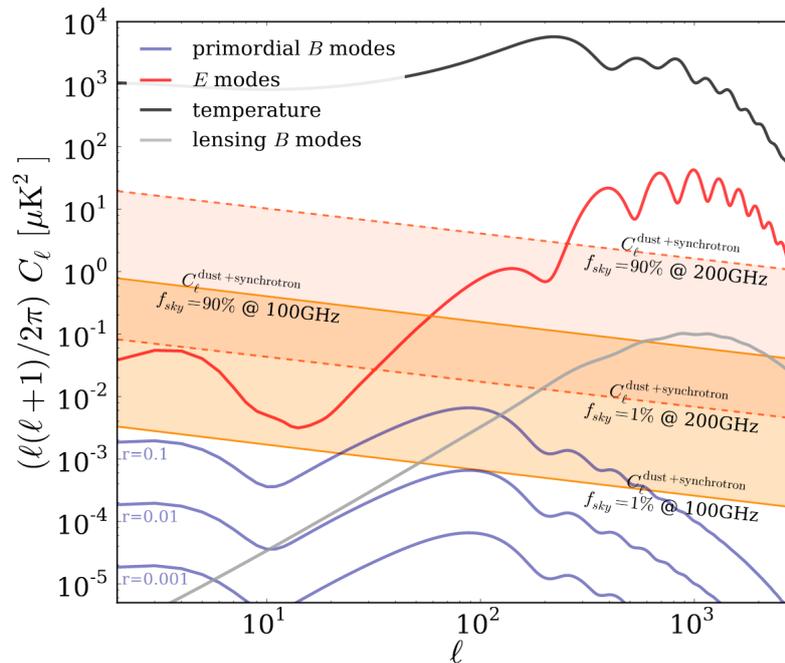


FIGURE 2.10 – Spectres de puissances angulaire (théoriques) de la température et de la polarisation du CMB (modes E, modes B primordiaux et modes B produits par l’effet de lentilles gravitationnelle). Il montre également l’estimation des niveaux des avant-plans polarisés (poussière et synchrotron). La figure est extraite de (Errard et al., 2016)

2.3.4 Émission des avant-plans

Le signal du CMB est déjà faible, mais en plus sa mesure peut être contaminée par l’émission d’avant-plans qui rayonnent également dans le domaine millimétrique. Parmi eux on compte : le rayonnement synchrotron, l’émission de la poussière, l’émission Bremsstrahlung et l’émission anormale. De plus ces émissions peuvent présenter un niveau de polarisation important : 10% à 20% pour l’émission de la poussière (Benoit et al., 2004; Planck Collaboration et al., 2015) et jusqu’à 75% pour le rayonnement synchrotron (Planck Collaboration et al., 2016b). La figure 2.11 montre les cartes de Q et U des émissions de la poussière et du rayonnement synchrotron (figures de haut), et leurs spectres électromagnétiques en émission et en polarisation (figures du bas). Le comportement spectral des avant-plans implique que ceux-ci dominent le signal du CMB sur une large gamme de fréquences. Leur émission couvre également quasiment tout le ciel. Ainsi, il est donc nécessaire de s’affranchir de ces émissions par des méthodes de séparation de composantes à travers des observations du ciel à plusieurs fréquences et échelles spatiales différentes. Un exemple marquant de l’importance d’une bonne soustraction des avant-plans polarisés est nécessaire afin de mesurer la polarisation du CMB avec précision, est la fausse détection des modes B primordiaux communiquée par *BICEP2* en 2014 (BICEP2 Collaboration et al., 2014).

2.4 Conclusion

Le CMB représente une image de l’Univers primordial prise environ 380000 ans après le Big Bang. L’étude des anisotropies en température et polarisation est un outil important car elle permet de contraindre les paramètres du modèle cosmologique. La polarisation du CMB, permet d’apporter

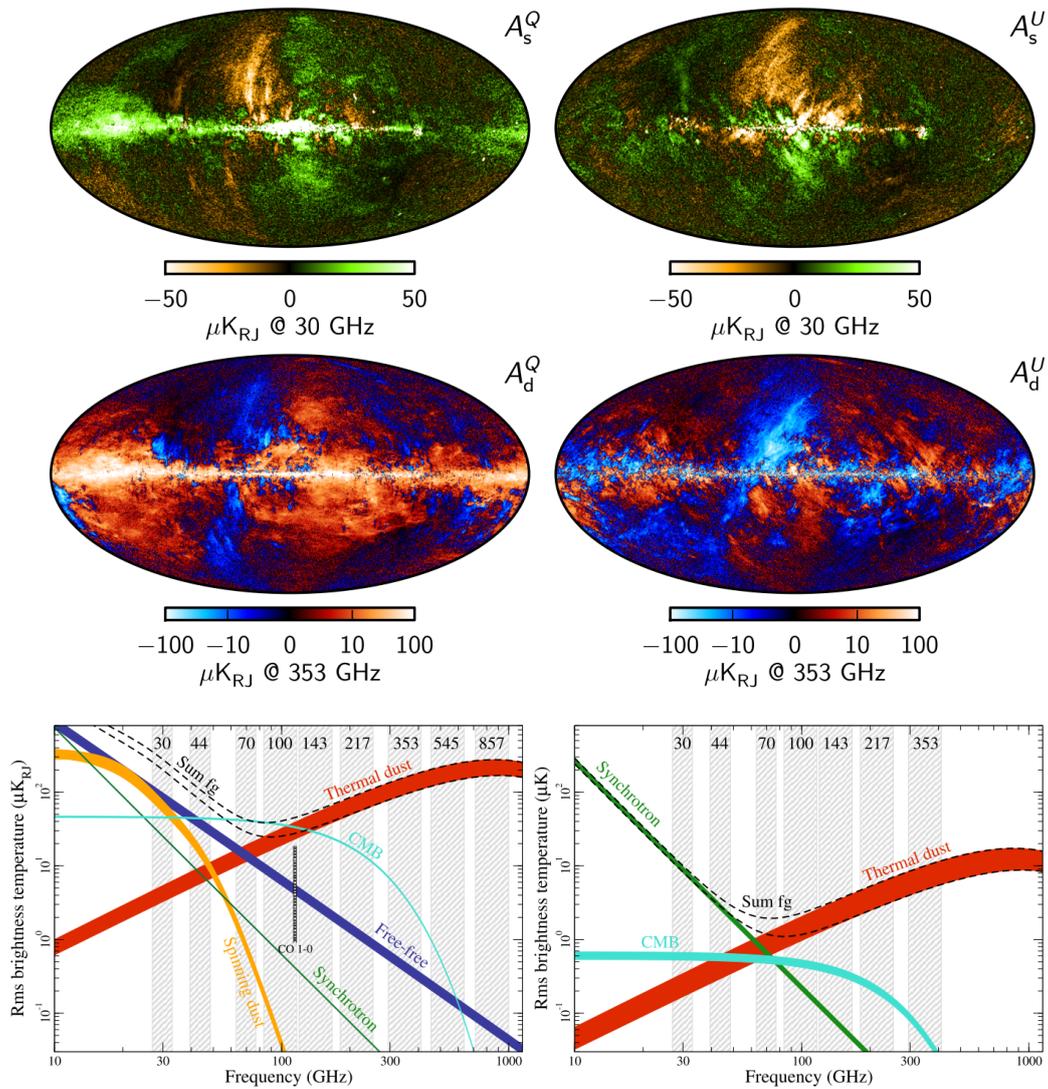


FIGURE 2.11 – **Haut** : Spectres électromagnétiques des avant-plans en émission (gauche) et en polarisation (droite). On remarque que sur une large gamme de fréquence, le signal du CMB est dominé par les avant-plans. **Bas** : Cartes de Q et U des émissions du synchrotron (haut) et de la poussière (bas). Les figures sont extraites de (Planck Collaboration et al., 2016b).

des informations supplémentaires sur l'époque de la réionisation. On a vu que les modes B du CMB ne pouvaient être générés que par des perturbations tensorielles, synonyme du passage d'une onde gravitationnelle. La détection des modes B primordiaux signerait alors la détection d'ondes gravitationnelles primordiales et permettrait de contraindre les modèles inflationnaires. Leur détection est aujourd'hui devenue un des challenge de la cosmologie moderne, cependant elle n'est pas facile. En effet l'amplitude de la polarisation du CMB est plusieurs ordres de grandeurs en dessous du signal de la température et est également dominée par de nombreux avants-plans comme la poussière ou le rayonnement synchrotron. Par conséquent, il est nécessaire de construire des instruments de plus en plus sensibles en augmentant le nombre de détecteurs par matrices. Dans le prochain chapitre je ferai un état des lieux du contexte expérimental des instruments et détecteurs visant à mesurer la polarisation.

CHAPITRE 3

Contexte expérimental

Sommaire

3.1 Modulation de la polarisation sans lame demi-onde	42
3.1.1 Instruments utilisant des radiomètres	42
3.1.2 Instruments utilisant des bolomètres	42
3.2 Modulation de la polarisation avec une lame demi-onde	44
3.2.1 Modulation discontinue	44
3.2.2 Modulation rapide et continue	45
3.3 Conclusion	46

Les chapitres précédents présentaient le contexte Astrophysique et Cosmologique de la mesure de la polarisation dans le domaine millimétrique. Ce chapitre propose un aperçu des expériences récentes de mesure de la polarisation et de leurs caractéristiques principales.

Le formalisme des paramètres de Stokes (cf. section 5.2) montre que l'on a besoin d'effectuer des mesures à plusieurs angles afin de reconstruire la polarisation linéaire qui est caractérisée par les paramètres de Stokes Q et U . Ils peuvent être obtenus par la différenciation de signaux issus d'une combinaison de détecteurs. Cette technique est utilisée sur des instruments comme *Planck-HFI* (voir section 3.1), qui mesure les paramètres de Stokes en différenciant le signal obtenu par deux détecteurs, chacun d'entre eux étant sensible à une des deux polarisations orthogonales. Cette méthode module le signal polarisé à travers la rotation du ciel et la stratégie de balayage du télescope. Chaque détecteur a des caractéristiques légèrement différentes (largeur de bande, lobes, constante de temps, gain...), ce qui engendre des signaux parasites induits par la différence de signaux issus de détecteurs différents. Ces effets systématiques peuvent être minimisés en élaborant des techniques permettant de mesurer les paramètres de Stokes avec un seul détecteur. Cela peut être réalisé par la modulation du signal avec une lame demi-onde en rotation, qui va faire tourner la direction de polarisation (le principe d'une lame demi-onde est expliqué dans la section 5.1). La lame demi-onde peut tourner à une fréquence variable (de manière discontinue ou continue).

Je présente dans une première section les instruments modulant le signal sans lame demi-onde,

puis dans une deuxième et troisième parties les instruments modulant la polarisation avec une lame demi-onde en rotation discontinue et continue.

3.1 Modulation de la polarisation sans lame demi-onde

La modulation du signal polarisé des expériences présentées dans cette section est obtenue par la rotation du ciel et la stratégie de balayage du télescope. La mesure de la polarisation est obtenue par différenciation du signal obtenu par des détecteurs différents.

3.1.1 Instruments utilisant des radiomètres

Les instruments *DASI* (*The Degree Angular Scale Interferometer*) et *WMAP* (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) sont des pionniers dans la mesure de la polarisation du CMB. *DASI* était un interféromètre hétérodyne, installé au Pôle Sud (Antartique). Il opérait dans dix bandes de fréquences (entre 26 et 36 GHz). Durant l'année 2000, *DASI* a été équipé de polariseurs afin de rendre ses récepteurs sensibles aux deux polarisations circulaires, gauche et droite. En 2002, il effectue la première détection du mode de polarisation E du CMB (Kovac et al., 2002).

L'expérience *WMAP* est un satellite lancé par la NASA en 2001, faisant suite à l'instrument *COBE*. Il était composé de deux télescopes grégoriens montés dos à dos, renvoyant la lumière sur des radiomètres sensibles à la polarisation. Deux signaux sont captés par chaque télescope sur 10 cornets, et pour chaque cornet le signal est séparé en deux polarisations orthogonales par des *OrthoMode Transducer* (OMT). Q et U sont reconstruits par différenciation de signaux provenant de deux détecteurs polarisés (Page et al., 2007). *WMAP* a observé le ciel sur des bandes de fréquences allant de 23 GHz à 94 GHz. Cela lui a permis de mesurer les spectres de puissance TE et EE (Larson et al., 2011), et de poser des contraintes sur les paramètres du modèle cosmologique standard (Hinshaw et al., 2013).

Ces instruments font partie des derniers à utiliser des radiomètres, depuis une technologie s'est développée et est installée sur la plupart des instruments : les bolomètres.

3.1.2 Instruments utilisant des bolomètres

Les bolomètres sont des détecteurs sensibles au rayonnement, développés par Samuel Langley en 1878. Ils convertissent le rayonnement incident en chaleur, qui est ensuite mesurée par un thermomètre et converti en signal électrique. Les instruments qu'on présente ici utilisent tous des détecteurs de type bolométrique.

Archeops (Benoît et al., 2002) était une expérience ballon qui sert de précurseur à l'instrument HFI de *Planck*. Il a été construit pour cartographier une large fraction du ciel ($\sim 30\%$) avec des observations dans quatre bandes de fréquences (143, 217, 353, 545 GHz), et dans le but de mesurer les anisotropies en température du CMB sur une large gamme d'échelles angulaires. Son plan focal était constitué de 24 bolomètres cryogéniques appelés *spider web* (Bock et al., 1995) uniquement sensibles à l'intensité. L'instrument est sensible à la polarisation à 353 GHz. Les bolomètres étaient associés par paires, et mesuraient deux directions de polarisation orthogonales à l'aide d'OMT. La figure 3.1 montre un schéma du plan focal d'*Archeops* et du principe d'un OMT. Celui-ci consiste à diviser le faisceau incident en deux polarisations orthogonales à l'aide d'un polariseur. Chacune des deux composantes est alors réfléchiée et transmise vers un des deux bolomètres. Les paramètres de Stokes Q et U sont alors obtenus en faisant la différence entre les deux voies polarisées perpendiculairement. *Archeops* a permis d'estimer le spectre de puissance en température du CMB sur une large gamme d'échelles

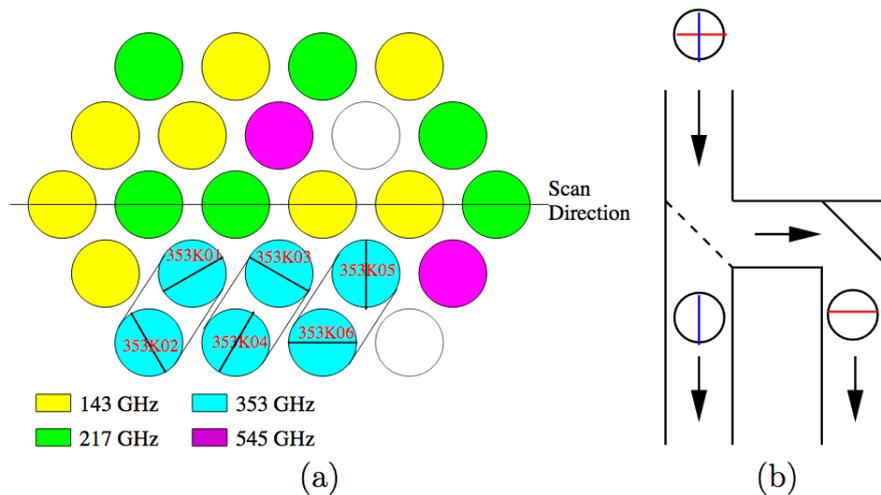


FIGURE 3.1 – **Gauche** : Schéma du plan focal d'Archeops. Le canal polarisé à 353 GHz est constitué de six bolomètres, qui sont associés par paire par des OMT, permettant la séparation et la mesure de deux composantes orthogonales de la polarisation. **Droite** : Schéma explicatif d'un OMT. Un polariseur orienté à 45° divise le faisceau incident en deux composantes de polarisation orthogonale. Une des composante est alors transmise vers le premier bolomètre, tandis que la deuxième composante est réfléchiée vers le second bolomètre. La figure est extraite de (Rosset, 2003)

angulaires (Benoît et al., 2003a), ce qui a permis de poser d'avantages de contraintes sur les paramètres cosmologiques (Benoît et al., 2003b). De plus, le module polarisé d'Archeops a fourni la première mesure de la polarisation de la poussière à 353 GHz (Benoît et al., 2004).

Planck est un satellite lancé par l'ESA en compagnie de HERSCHEL, en 2009. Un de ses objectifs était de mesurer les anisotropies en température et polarisation du CMB. Il est constitué de deux instruments : LFI (*Low Frequency Instrument*) qui est composé de radiomètres et observe à 30, 44 et 70 GHz, et de HFI (*High Frequency Instrument*) composé de bolomètres et observe à 100, 143, 217, 353, 545, et 857 GHz. On s'intéresse plus particulièrement à l'instrument HFI (Lamarre et al., 2003). Les bandes de fréquences centrées sur 545 GHz et 857 GHz sont destinées à la caractérisation de l'émission galactique, et le reste est dédié à la mesure du CMB. Son plan focal est constitué de 20 bolomètres *spider web* et 32 *Polarisation Sensitive Bolometers* (PSB), le tout refroidi à 100 mK. Les PSB sont des détecteurs sensibles à la polarisation linéaire. Ils sont constitués de fils d'or parallèles qui absorbent la composante polarisée parallèle aux fils. Ils sont montés orthogonalement par paire ce qui permet de mesurer l'intensité dans deux directions de polarisation perpendiculaires et donc de reconstruire les paramètres de Stokes par différenciation du signal obtenu par paire de détecteurs. Les derniers résultats scientifiques de Planck sont présentés dans l'article (Planck Collaboration et al., 2018b) et ses références. Il existe tout un éventail d'expériences qui n'utilisent pas de lame demi-onde, on ne les citera pas toutes mais on peut compter parmi elles : BICEP (Yoon et al., 2006), QUaD (Ade et al., 2008), SPTPol (Austermann et al., 2012) et plus récemment BICEP3 (Ahmed et al., 2014) (et son successeur BICEP Array (Hui et al., 2018)). À part QUaD et BICEP qui utilisent des PSB, ces autres instruments sont équipés ou vont être équipés de bolomètres appelés TES (*Transition edge sensors*) couplés à des antennes. Les TES sont maintenant l'une des technologies les plus utilisées sur les expériences CMB.

Tous ces instruments n'utilisent pas de modulateur de polarisation (exemple : lame demi-onde), et doivent utiliser des détecteurs sensibles à la polarisation et des techniques de différenciation du signal afin de mesurer les paramètres de Stokes. Ces systèmes sont mécaniquement plus simples car ils n'impliquent pas d'éléments mobiles à l'intérieur de l'instrument. En revanche, comme l'estimation de la polarisation provient de la différence de signaux issus de détecteurs différents, cela peut créer une fuite du signal en intensité vers le signal polarisé.

3.2 Modulation de la polarisation avec une lame demi-onde

Les instrumentalistes ont développé des technologies permettant de s'affranchir des effets systématiques dus à la différenciation du signal, et de moduler la polarisation sans avoir à tourner tout l'instrument. Cela peut être réalisé en modulant le signal incident à l'aide de la rotation (continue ou discontinue) d'une lame demi-onde. L'utilisation d'une lame demi-onde présente plusieurs avantages :

- Comme il sera montré dans le formalisme présenté en section 6.1.3, la lame ne module que la polarisation, ce qui permet de limiter la contamination du signal polarisé par le signal en intensité. De plus, elle permet à un détecteur de directement mesurer les trois paramètres de Stokes I , Q , U , sans avoir à combiner les signaux provenant de différents détecteurs.
- Simplification de la stratégie de balayage : il est plus facile de contrôler la rotation d'une lame que la rotation de l'ensemble de l'instrument.
- Un pixel du ciel peut être observé par un détecteur avec une liberté d'orientation plus importante. Cela permet d'avoir une grande redondance angulaire des mesures.
- Si la lame tourne continuellement et rapidement, elle module la polarisation à hautes fréquences, au-dessus du bruit en $1/f$ de l'électronique et de l'atmosphère, ce qui permet un rejet naturel de ces bruits basses fréquences.

On présente par la suite quelques instruments utilisant une lame demi-onde qui tourne de manière discontinue (par pas) et continue.

3.2.1 Modulation discontinue

Tous les instruments présentés ici utilisent une lame demi-onde qui tourne par pas : l'orientation de la lame est fixe pendant un certain temps, puis est tournée, avant de revenir à sa position initiale pour observer la même scène, et ainsi de suite.

SPIDER (Crill et al., 2008) est un instrument embarqué sur ballon qui a volé pour la première fois en Janvier 2015, et dont les résultats proposent une nouvelle limite supérieure sur la polarisation circulaire du CMB, à 95 GHz et 150 GHz et ℓ compris entre 33 et 307 (Nagy et al., 2017). *PILOT* (Misawa et al., 2014), est un instrument sur ballon dont le premier vol a été effectué en 2015 et qui vise à mesurer l'émission polarisée de la poussière. Il permet d'étudier le champ magnétique interstellaire et de mieux caractériser les avant-plans à hautes fréquences grâce à des observations faites à 1250 GHz. L'instrument est constitué de 2048 détecteurs, répartis sur deux blocs de quatre matrices (un bloc : 4 matrices de 16×16 pixels). Un polariseur faisant un angle de 45° avec les matrices est utilisé afin de transmettre une polarisation vers un bloc de matrices, et réfléchir l'autre polarisation vers l'autre bloc. Au sol, *QUIJOTE* (Poidevin et al., 2018) et *PolarBear* (Kermish et al., 2012) ont tous les deux pour but la mesure de la polarisation du CMB. *PolarBear* a notamment mesuré les modes B dus au lentillage faible (POLARBEAR Collaboration et al., 2017).

Une rotation de la lame par pas permet de simplifier le système mécanique de l'instrument, en revanche elle ne permet pas de moduler la polarisation à haute fréquence loin du bruit électronique et atmosphérique. Cela est uniquement possible à l'aide d'une lame qui tourne de manière rapide et continue, ce qui est une des caractéristiques principales des instruments présentés dans la prochaine section.

3.2.2 Modulation rapide et continue

MAXIpol (Johnson et al., 2007) est un instrument embarqué sous ballon stratosphérique visant à mesurer la polarisation du CMB et qui a été lancé en Mai 2003. Il est capable d'observer sur deux bandes : 140 GHz (optimisée pour mesurer le CMB) et 420 GHz (optimisée pour monitorer les avant-plans). Il est constitué de bolomètres maintenus à 100 mK. C'est la première expérience CMB à moduler la polarisation en utilisant une lame demi-onde en rotation rapide (fréquence de rotation de la lame : $\nu_{HWP} = 1.86$ Hz) et continue, combinée à un polariseur. *EBEX* (EBEX Collaboration et al., 2018) est un autre instrument embarqué sur ballon qui prend la suite de *MAXIpol* et a volé pendant 11 jours en 2013. Il est constitué de bolomètres (TES) et observe dans des bandes centrées sur 150, 250 et 410 GHz, ce qui lui permet d'être sensible à la fois au signal du CMB et à celui des avant-plans (poussière). Comme avec *MAXIpol* la mesure de la polarisation est faite à l'aide d'une lame demi-onde (avec $\nu_{HWP} = 1.235$ Hz) et d'un polariseur. Ce qui fait la particularité d'*EBEX* est qu'il est le premier instrument à utiliser une technologie permettant de maintenir en lévitation la lame par un support magnétique supra-conducteur. *LSPE-SWIPE* (The LSPE collaboration et al., 2012; Columbro et al., 2019) est un autre instrument embarqué sur ballon, constitué de 330 détecteurs (TES), répartis dans trois bandes d'observations, centrées sur 140 GHz, 220 GHz et 240 GHz. La modulation de la polarisation est effectuée à l'aide d'une lame demi-onde ($\nu_{HWP} \sim 1$ Hz) et d'un polariseur. Comme *EBEX*, il utilise un support magnétique supra-conducteur pour faire tourner la lame.

Au sol, *ABS* est la première expérience CMB à utiliser une lame demi-onde qui tourne continuellement et rapidement ($\nu_{HWP} \simeq 2.5$ Hz) (Kusaka et al., 2014). Elle est constituée de TES, observant entre 127 GHz et 160 GHz et mesure le CMB à $\ell > 40 - 90$. Ainsi, c'est la première expérience à démontrer la capacité à atténuer le bruit électronique et atmosphérique en $1/f$, grâce à la modulation de la polarisation par une lame. Dans la suite de *ABS*, on retrouve la caméra *NIKA2* (Adam et al., 2018) dont nous parlerons en détail dans la partie II. En bref, elle mesure la polarisation à l'aide de la combinaison d'une lame demi-onde ($\nu_{HWP} = 2.98$ Hz) et d'un polariseur. Ce qui fait sa particularité est qu'elle utilise une nouvelle technologie de détecteurs appelée KIDs (*Kinetic Inductance Detector*), qui est présenté dans la section 4.3. On peut ajouter que le champ de vue de *NIKA2* n'est pas approprié à la mesure de la polarisation du CMB. Les principaux axes scientifiques de *NIKA2* sont présentés dans la section 4.4, l'un d'entre eux concernera l'étude de la polarisation dans les zones filamentaires galactiques afin de mieux comprendre le rôle du champ magnétique dans la formation des structures dans lesquelles se forment les étoiles. *Advanced ACTPol* (Henderson et al., 2016) est un projet futur qui mesurera la polarisation à l'aide d'une lame demi-onde ($\nu_{HWP} \sim 2$ Hz). Le groupe est en train de s'associer avec l'équipe du *Simons array* (ex *PolarBear*) et devenir *Simons Observatory* (Stebor et al., 2016; Galitzki, 2018). Ils projettent d'accueillir plusieurs types de détecteurs placés dans des tubes indépendants et fournis par différents groupes dans le monde. Ces expériences s'inscrivent dans le projet américain *CMB-S4*, dont les objectifs scientifiques et technologiques sont précisément décrits dans (Abitbol et al., 2017; Abazajian et al., 2019).

Du côté des satellites, *LiteBIRD* (Hazumi et al., 2019; Sekimoto et al., 2018), porté par l'agence

spatiale japonaise et en collaboration avec l'Europe et l'Amérique, est aujourd'hui le projet spatial visant à mesurer les modes B le plus avancé à moyen terme (avec un lancement planifié autour de 2027). Il sera composé de bolomètres (TES) et sera capable d'observer dans 15 bandes de fréquences entre 40 et 400 GHz. Sa lame demi-onde tournera à une vitesse $\nu_{HWP} > 1$ Hz.

3.3 Conclusion

Au cours du temps, de nombreuses expériences ont été développées afin de mesurer la polarisation dans le domaine submillimétrique et IR lointain, en astrophysique et en cosmologie. La figure 3.2 montre un état des lieux des mesures des anisotropies de température et de polarisation du CMB, et le tableau 3.1 récapitule les différentes expériences présentées, et leurs caractéristiques. Ces instruments utilisent différentes manières pour moduler la polarisation : technique de différenciation du signal provenant de paire de détecteurs ou modulation de la polarisation par une lame demi-onde. A cause de la faiblesse des signaux que l'on désire mesurer, il est nécessaire de construire des instruments tout en optimisant le contrôle des effets systématiques. Une des solutions trouvées est l'utilisation d'une lame demi-onde. Aujourd'hui, de nombreux projets modulent ou projettent de moduler la polarisation à l'aide d'une lame demi-onde en rotation rapide et continue, car ceci offre l'avantage d'obtenir une meilleure redondance angulaire des mesures et de facilement rejeter le bruit atmosphérique et électronique en $1/f$. Cependant, il a été observé que la rotation continue d'une lame est à l'origine d'un signal parasite additionnel qui contamine le signal polarisé. La soustraction de ce parasite est une étape importante de la réduction des données. Je la détaillerai dans le cas particulier de *NIKA2* dans la section 6.2.2.

Ce chapitre clôt la première partie de ce manuscrit qui portait sur le cadre théorique et expérimental de ce travail. Dans la prochaine partie, je m'intéresserai à *NIKA2*, une caméra installée au télescope de 30 m de l'IRAM, capable de mesurer la polarisation à 260 GHz.

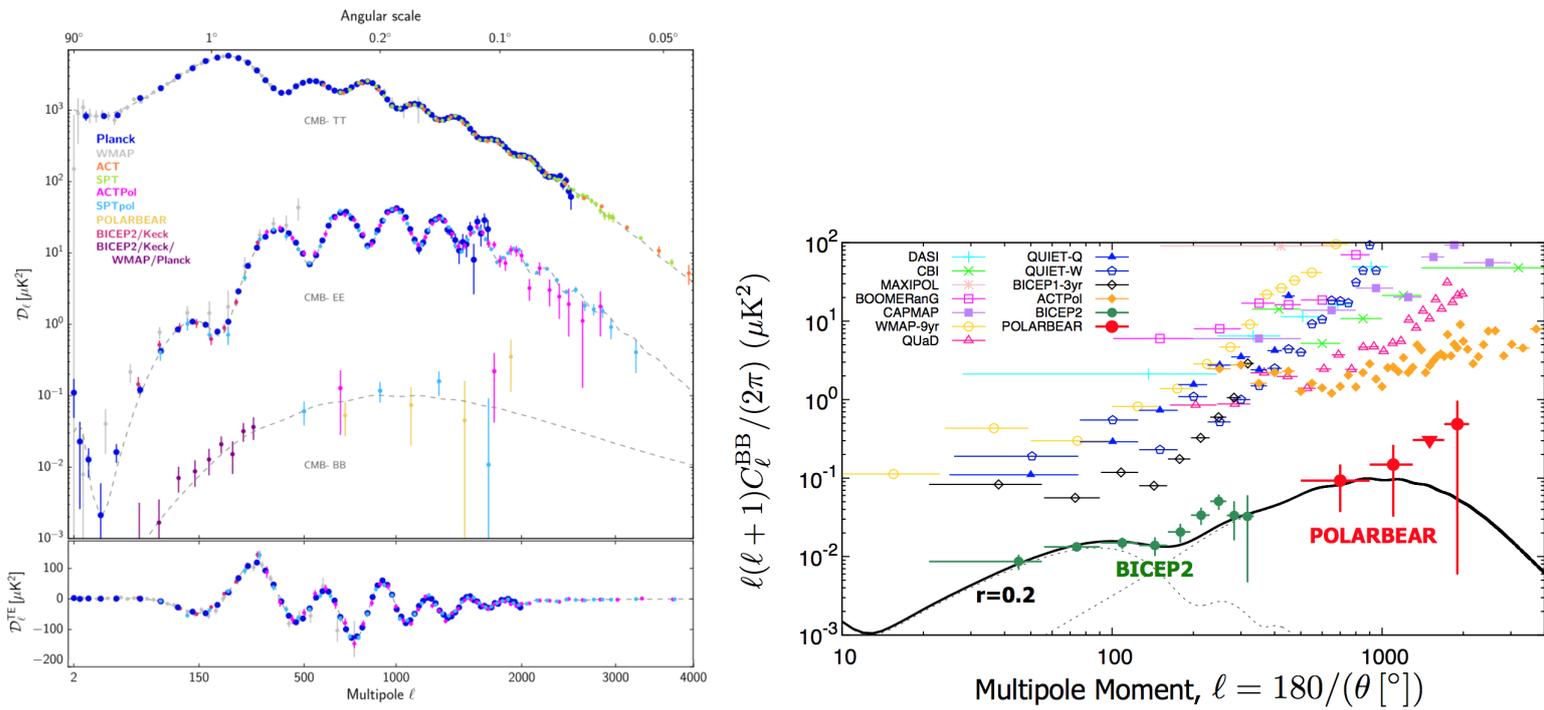


FIGURE 3.2 – **Gauche** : Récapitulatif des mesures des anisotropies de température et de polarisation du CMB. Le panneau du haut montre les spectres de puissance TT, EE, BB et le panneau du bas TE. La figure est extraite de (Planck Collaboration et al., 2018b). **Droite** : État des lieux des mesures axé sur les modes B. La figure est extraite de (Ade et al., 2015).

Nom	type	Fréquence (GHz)	Détecteur	modulation par lame demi-onde
<i>DASI</i>	sol	26-36	radiomètre (HEMT)	non
<i>WMAP</i>	satellite	23-94	radiomètre (HEMT)	non
<i>Archeops</i>	ballon	143-545	bolomètre	non
<i>Planck</i>	satellite	30-857	radiomètre + bolomètre (PSB)	non
<i>BICEP</i>	sol	100, 150, 220	bolomètre (PSB)	non
<i>QUaD</i>	sol	100, 150	bolomètre (PSB)	non
<i>BICEP3</i>	sol	95	bolomètre (TES)	non
<i>SPTpol</i>	sol	95, 150	bolomètre (TES)	non
<i>SPIDER</i>	ballon	90, 150, 280	bolomètre (TES)	pas à pas
<i>PILOT</i>	ballon	545, 1250	bolomètre	pas à pas
<i>PolarBear</i>	sol	150	bolomètre (TES)	pas à pas
<i>SPICA</i>	satellite	~ 1.5 THz	bolomètre (TES)	pas à pas
<i>MAXIpol</i>	ballon	140, 420	bolomètre (TES)	continue : $\nu_{HWP} = 1.86$ Hz
<i>EBEX</i>	ballon	150, 250, 410	bolomètre (TES)	continue : $\nu_{HWP} = 1.235$ Hz
<i>LSPE-SWIPE</i>	ballon	140, 220, 240	bolomètre (TES)	continue : $\nu_{HWP} \sim 1$ Hz
<i>ABS</i>	sol	127, 160	bolomètre (TES)	continue : $\nu_{HWP} \approx 2.5$ Hz
<i>LiteBIRD</i>	satellite	40-400	bolomètre (TES)	continue : $\nu_{HWP} > 1$ Hz
<i>NIKA2</i>	sol	260	KID	continue : $\nu_{HWP} = 2.98$ Hz

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des expériences visant à mesurer la polarisation du CMB et de la poussière interstellaire.

Deuxième partie
La caméra *NIKA2*

CHAPITRE 4

NIKA2

Sommaire

4.1	Le télescope de 30 m de l'IRAM	52
4.2	La caméra NIKA2	53
4.2.1	Bandes d'observation	54
4.2.2	Le cryostat	55
4.2.3	Chaîne optique	56
4.3	Les détecteurs de NIKA2 : les KIDs	57
4.3.1	Supraconductivité et principe de fonctionnement	59
4.3.2	Photométrie	61
4.3.3	Multiplexage fréquentiel	63
4.3.4	En résumé	64
4.4	Principaux axes scientifiques de NIKA2	65
4.5	Observations et performances	67

Ces dernières années les observations dans le domaine millimétrique/submillimétrique ont beaucoup progressé et sont aujourd'hui devenues indispensables autant en astrophysique (formation stellaire) qu'en cosmologie (observations CMB, galaxies à haut redshift). Le besoin d'étudier l'Univers à haute résolution et à haute sensibilité nécessite de produire des matrices avec de plus en plus de détecteurs. Jusqu'à présent les détecteurs utilisés étaient des bolomètres supraconducteurs, mais dernièrement une nouvelle technologie appelée KID (Kinetic Inductance Detector) se développe rapidement et montre de très bonnes performances pour l'astronomie millimétrique. C'est ce que nous verrons à travers la caméra *NIKA2* dont les détecteurs utilisent cette technologie. Elle a été développée à Grenoble et installée au télescope de 30 m de l'IRAM en Espagne, en 2015. Dans ce chapitre, je décrirai dans une première partie le télescope de 30m de l'IRAM (section 4.1), je présenterai ensuite les caractéristiques de *NIKA2* (section 4.2), puis je décrirai ce qu'est un KID et son principe de fonctionnement (section 4.3). Je présenterai ensuite les principaux axes de recherche scientifique de la caméra *NIKA2* (section 4.4). Enfin je résumerai comment les observations au télescope se déroulent et comment les données en intensité sont traitées (section 4.5).



FIGURE 4.1 – Photo du télescope de 30 m de l’IRAM. On y voit le miroir primaire M1 (30 m de diamètre) et le miroir secondaire M2 (2 m de diamètre) qui permettent de renvoyer le rayonnement incident vers l’intérieur de la cabine du télescope. Crédit photo : Florian Ruppin.

4.1 Le télescope de 30 m de l’IRAM

Le télescope de 30 m de l’IRAM (Baars et al., 1987) (Fig. 4.1) est situé au sommet de Pico Veleta (Espagne, Sierra Nevada) à une altitude de 2870 m. Ce site a été choisi pour sa position géographique et pour son faible taux d’humidité dans l’air. Les observations dans le domaine millimétrique sont très sensibles à la concentration de vapeur d’eau qui affecte la transparence de l’atmosphère (cf. Fig. 4.3). Plus la température s’élève et plus la concentration en vapeur d’eau dans l’atmosphère augmente, ainsi les conditions d’observations sont meilleures en hiver. Le télescope est de type Cassegrain, constitué d’un miroir primaire (M1) parabolique d’un diamètre de 30 m et d’une distance focale de 10.5 m. Le miroir secondaire (M2) hyperbolique a un diamètre de 2 m. Ce système fait du télescope de l’IRAM l’un des plus grands télescopes opérant dans la bande millimétrique/submillimétrique. Les miroirs M1 et M2 permettent de réfléchir le rayonnement incident vers l’intérieur de la cabine Nasmyth, et un système de miroirs plans permet de mener les faisceaux vers les instruments (voir figure 4.2). Le miroir M4 peut être basculé manuellement pour sélectionner les instruments à illuminer (observations hétérodynes sur EMIR ou continuum sur NIKA2). Les miroirs M5 et M6 sont quant à eux uniquement destinés aux besoins de focalisation sur NIKA2. L’ensemble du système est placé sur une monture alt-azimutale et pèse 800 tonnes. La figure 4.1 montre une photo du télescope.

La réponse angulaire du télescope (lobe principal) est en majeure partie limitée par la diffraction d’une image associée à une ouverture circulaire de diamètre D . La réponse angulaire idéale d’un système optique limité par la diffraction est définie par le critère de Rayleigh :

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (4.1)$$

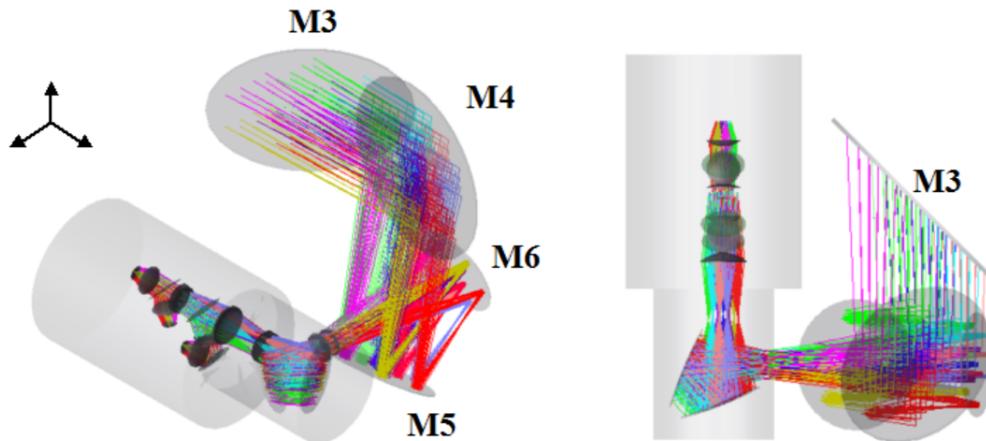


FIGURE 4.2 – Représentation du schéma optique dans la cabine du télescope. Les miroirs M3, M4, M5, M6 réfléchissent la lumière incidente vers les instruments. Figures extraites de (Adam et al., 2018)

avec θ la résolution angulaire, D le diamètre du télescope (dans notre cas 30 m) et λ la longueur d'onde du faisceau traversant l'ouverture. Pour *NIKA2* cela correspond théoriquement à environ 17 et 8 arcsec à 2 et 1 mm respectivement. Des gradients de températures (en particulier au lever et au coucher du soleil) peuvent déformer la surface du miroir primaire et par conséquent, amplifier les lobes secondaires et dégrader la résolution angulaire des observations. Pour minimiser ces déformations, l'IRAM a mis en place un système de régulation thermique du télescope permettant d'uniformiser la température des éléments essentiels de l'antenne. De plus afin d'optimiser l'isolation thermique du miroir primaire, sa surface est recouverte d'une peinture permettant de réfléchir la gamme infra-rouge du rayonnement solaire. La stabilité du pointage est essentielle pour obtenir des données de qualité. Un logiciel prenant en compte l'inclinaison de l'antenne, la vitesse du vent, la vitesse de déplacement du télescope, permet d'appliquer les corrections nécessaires pour pouvoir avoir un pointage précis. Cependant, des vents violents peuvent induire des erreurs de pointage et causer un élargissement du lobe principal. Lorsque le vent dépasse 15 m/s les moteurs sont dans l'incapacité d'assurer la stabilité du pointage entraînant l'arrêt des observations.

4.2 La caméra NIKA2

La caméra *NIKA2* (New Iram Kid Array-2) (Adam et al., 2018) est une nouvelle caméra destinée à des observations dans le domaine submillimétrique. Elle a été installée au télescope de 30 m de l'IRAM en 2015, après le succès de son prototype *NIKA* (2012-2015) (Monfardini et al., 2010). Le comissionning en intensité de *NIKA2* a pris fin en été 2017, et l'instrument est depuis ouvert à la communauté scientifique. Les performances de *NIKA* et de *NIKA2* ont été démontrées via l'observation de quasars et de zones de formations stellaire (Catalano et al., 2014), l'observation de l'effet Sunyaev-Zel'dovich (Adam et al., 2015; Ruppin et al., 2018) ou encore l'observation des propriétés de l'émission polarisée du Crabe (Ritacco et al., 2018). Je résume dans cette section les caractéristiques principales de la caméra *NIKA2*.

4.2.1 Bandes d'observation

L'instrument *NIKA2* possède trois matrices de détecteurs réparties en deux bandes de fréquences centrées à 150 GHz (2mm, matrice 2) et 260 GHz (1mm, matrice 1 et matrice 3). Par la suite nous désignerons les matrices 1, 2 et 3 par A1, A2 et A3¹. La figure 4.3 montre les bandes passantes de *NIKA2*. La caméra est composée d'un total d'environ 2900 détecteurs répartis sur les trois matrices. Les caractéristiques techniques principales de *NIKA2* sont reportées dans la Tab. 4.1. L'instrument est aussi capable de faire des mesures en polarisation à 1mm, cela fera l'objet du chapitre 6.

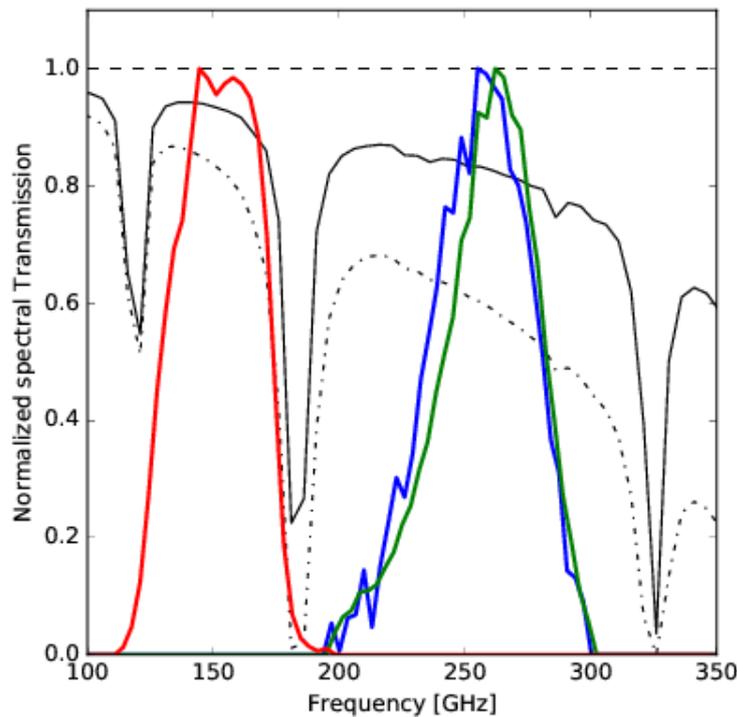


FIGURE 4.3 – Représentation des bandes de fréquence observables par *NIKA2* : en rouge à 2mm (matrice A2) et en bleu et vert à 1mm (matrices A1 et A3). On montre également le modèle d'atmosphère de [Pardo et al. \(2002\)](#) pour différentes concentrations de vapeur d'eau précipitable dans l'air : 2mm (trait plein) et 6mm (trait pointillé).

1. "A" pour "array".

Channel	260 GHz (1mm)		150 GHz (2mm)
Matrices	A1	A3	A2
Bandes passantes (GHz)	125-170	125-170	240-280
Nombre de détecteurs	1140	1140	616
Champ de vue (arcmin)	6.5	6.5	6.5
FWHM (arcsec)	11.3 ± 0.2	11.2 ± 0.2	17.7 ± 0.1
Polarisation	oui	oui	non

TABLE 4.1 – Résumé des caractéristiques techniques de NIKA2.

4.2.2 Le cryostat

Pour pouvoir assurer le fonctionnement des détecteurs, les trois matrices de NIKA2 sont placées dans un cryostat de manière à ce qu'elles soient refroidies à une température de base autour de 150 mK, inférieure à la température critique des KIDs (cf. 4.3.1). Le cryostat mesure 2.3 m de longueur, 1 m de diamètre, pèse environ 1.3 tonnes et a entièrement été réalisé par le CNRS Grenoble. La figure 4.4 montre une photo et une représentation en coupe du cryostat de NIKA2. L'ensemble du processus de refroidissement des matrices jusqu'à 150 mK est totalement automatisé et est effectué à l'aide de deux tubes pulsés Cryomech PT415 et d'un réfrigérateur à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$, il dure environ cinq jours. Quatre jours sont nécessaires pour refroidir les parties les plus froides du cryostat (voir figure 4.4) jusqu'à une température de 4K. Durant le dernier jour, le processus de dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ se met en marche, ce qui permet le refroidissement des détecteurs de 4 K à 150 mK. Il faut généralement attendre deux jours pour s'assurer d'une thermalisation complète de tous les éléments optiques et des matrices de détecteurs avant de pouvoir faire des observations stables.

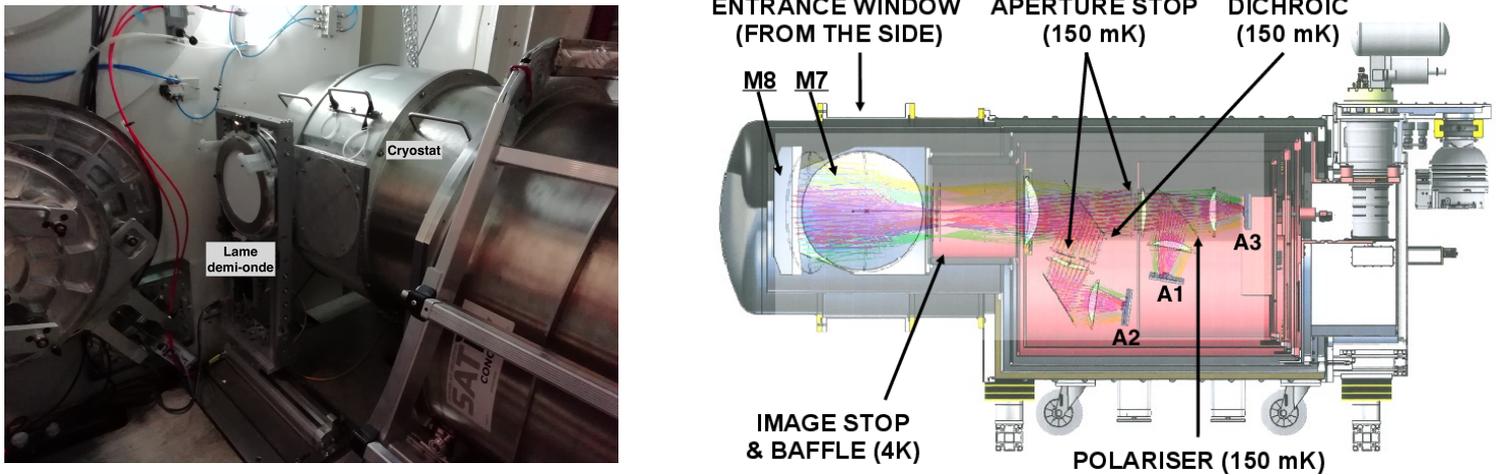


FIGURE 4.4 – **Gauche** : Photo du cryostat de *NIKA2*, prise à l’intérieur de la cabine du télescope. **Droite** : Vue en coupe du cryostat illustrant la chaîne optique de *NIKA2*. Le rayonnement incident est dévié par les deux miroirs, M7 et M8, et va ensuite être filtré et dirigé vers les matrices de détecteurs. Sur le schéma on peut également voir les trois matrices, le dichroïque qui permet de séparer la lumière vers les bandes à 1 mm et 2 mm et le polariseur qui sépare les polarisations horizontale et verticale entre les deux matrices à 1 mm. La lame demi-onde n’est pas visible sur ce schéma, elle est située à l’extérieur, devant la fenêtre d’entrée du cryostat. Figure extraite de (Adam et al., 2018).

4.2.3 Chaîne optique

La figure (droite) 4.4 montre le système optique de *NIKA2*. Il est constitué de deux miroirs, M7 et M8, placés dans le "nez" du cryostat, de lentilles HDPE (high-density polyethylene) et de filtres placés à froid dans le cryostat. La lumière incidente provenant du télescope est renvoyée par le miroir M6 (voir figure 4.2) vers l’intérieur du cryostat. Celle-ci est alors déviée par les deux miroirs M7 et M8 vers les matrices de détecteurs. Afin de minimiser la contamination du signal par des rayons parasites un système de bafflage est mis en place, permettant d’empêcher le rayonnement extérieur au champ de vue de l’instrument d’atteindre les matrices de détecteurs. Un dichroïque de 30 cm de diamètre permet d’illuminer les trois matrices en séparant le faisceau incident en deux parties. Une partie est réfléchiée et illumine la matrice A2 (150 GHz), l’autre est transmise et illumine les matrices A1 et A3 (260 GHz). Des filtres sont placés à chaque étage du cryostat pour définir les bandes de fréquences voulues pour les observations avec *NIKA2*. Pour pouvoir utiliser le module de polarisation à 1 mm, une lame demi-onde permettant de moduler le signal est placée à température ambiante, devant la fenêtre du cryostat (voir photo 4.4). Il a été choisi de placer la lame demi-onde à l’extérieur afin d’éviter de la dissipation thermique à l’intérieur du cryostat. Un polariseur fixe à l’intérieur du cryostat permet de séparer les polarisations linéaires horizontale et verticale vers les matrices A1 et A3. On verra plus en détail comment mesurer la polarisation avec *NIKA2* au chapitre 6.

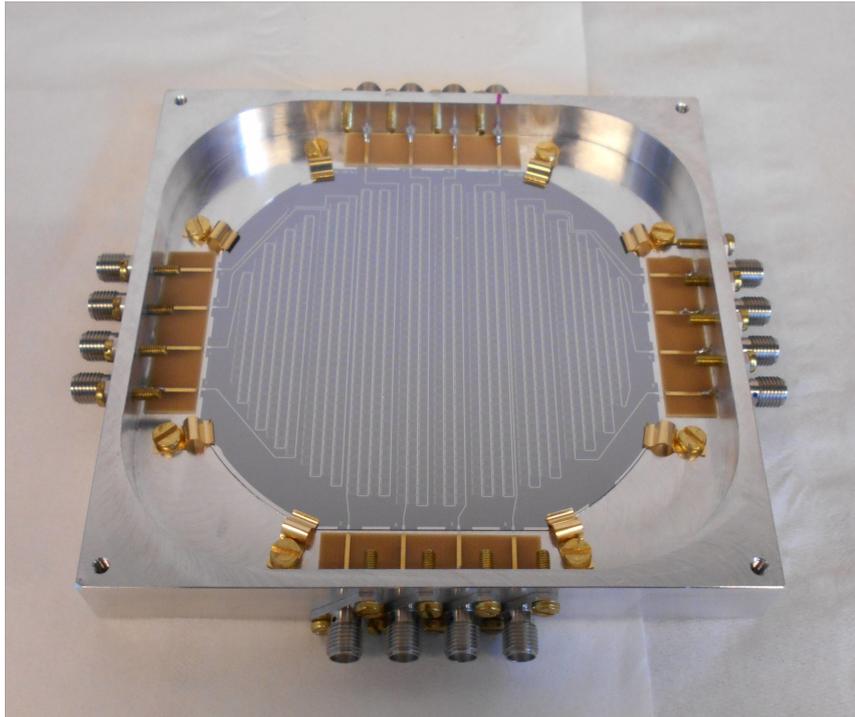


FIGURE 4.5 – Une des matrices à 260 GHz de KIDs de *NIKA2*, elle est composée de 1140 détecteurs. Chaque pixel mesure $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Photo extraite de ([Adam et al., 2018](#))

4.3 Les détecteurs de *NIKA2* : les KIDs

La majorité des détecteurs utilisés pour des observations dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique sont des détecteurs bolométriques à basses températures. Les premiers bolomètres ont été développés en 1878 par Samuel Pierpont Langley. Leur principe de fonctionnement est de mesurer une variation de température causée par l'absorption de photons incidents dans le matériau. Il en existe de plusieurs types et ils ont notamment été placés sur des expériences comme *Planck*, *PolarBear*, *Herschel*, *SPT*, *MAMBO*, *SCUBA-2*, *SPIRE* ou *PILOT*. Les performances des détecteurs actuels atteignent aujourd'hui la limite intrinsèque du bruit de photons des signaux mesurés. Afin d'améliorer la sensibilité des instruments il est donc devenu nécessaire d'augmenter le nombre de ces détecteurs sur les plans focaux, et on parle alors de "matrices". Les instruments actuels utilisent des matrices de quelques milliers de bolomètres. Par rapport aux instruments de l'ère de *Planck* ou avant, cela a été rendu possible par le multiplexage de la lecture des détecteurs, indispensable pour ne pas augmenter le nombre de lignes de lecture et ainsi la charge thermique dans le cryostat, et le poids net de l'instrument (critique en vue d'un satellite en particulier).

C'est dans ce contexte qu'un nouveau type de détecteur naturellement adapté au multiplexage fréquentiel et basé sur la supraconductivité a été inventé : les *Kinetic Inductance Detectors* (KIDs) ([Day et al., 2003](#)). Les KIDs ont depuis connu un rapide développement, et ont été installés sur la caméra *NIKA2* ([Calvo et al., 2016](#)), faisant d'elle le premier instrument opérationnel utilisant des KIDs (après *NIKA*, son prototype). La figure 4.5 montre une photo d'une matrice de KIDs de *NIKA2*. Ils sont fabriqués par lithographie d'une couche mince d'aluminium ($e_{al} = 18 \text{ nm}$) sur une plaque de semi-conducteur, dans notre cas du silicium. Afin d'assurer une absorption optique optimale par les matrices, l'épaisseur de la couche de substrat de silicium est d'environ 150 microns pour la matrice à 150 GHz et de 260 microns à 260 GHz.

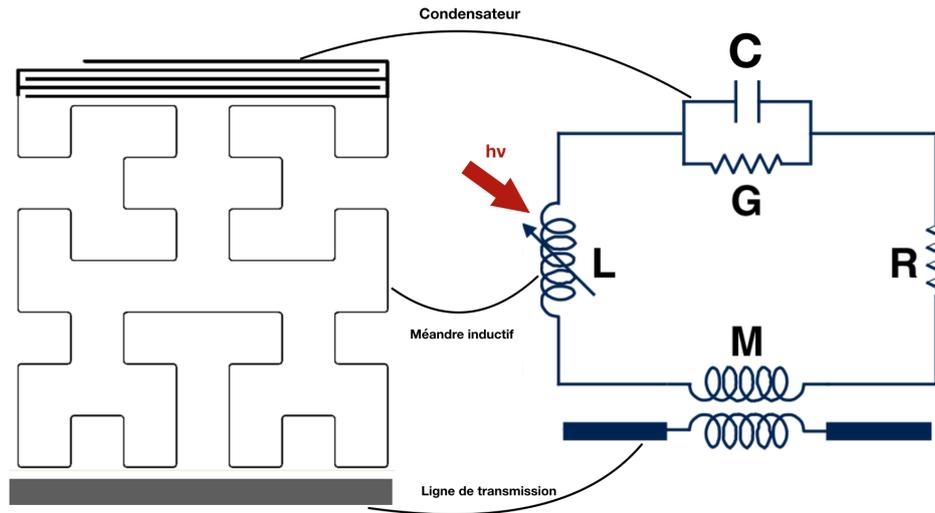


FIGURE 4.6 – Illustration d’un KID (gauche) et son schéma électrique équivalent formant un résonateur RLC (droite). Le détecteur est composé d’un méandre inductif de résistance R , d’inductance L et d’un condensateur C de conductance G . Le tout est couplé à une ligne de lecture.

Les KIDs sont des résonateurs supraconducteurs RLC à haut facteur de qualité couplés à une ligne de transmission. La surface du détecteur est recouverte d’un méandre inductif qui permet l’absorption des photons incidents. Ils sont caractérisés par une résistance R , une inductance totale L liée à l’inertie du circuit et une partie capacitive C . La capacité C dépend de la permittivité ϵ du matériau utilisé, et l’inductance totale L est égale à la somme de l’inductance géométrique L_g et de l’inductance cinétique L_k . L’ensemble du circuit est associé à une ligne de transmission via une inductance mutuelle M . La figure 4.6 montre l’illustration d’un KID et son schéma électrique équivalent.

Chaque KID a une fréquence de résonance f_0 qui lui est propre :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_k + L_g)C(\epsilon)}}. \quad (4.2)$$

celle-ci peut être modifiée en altérant les propriétés géométriques du condensateur C .

Le type de détecteur adopté pour *NIKA2* est un cas particulier des KIDs appelés LEKID (Lumped Element Kinetic Inductance Detector) (Doyle et al., 2008). Contrairement aux *antenna-coupled* KIDs qui nécessitent une antenne pour capter le rayonnement et générer un courant qui sera ensuite délivré au détecteur, les LEKIDs permettent une absorption directe des photons incidents dans la partie inductive du résonateur. Pour que ceci soit possible, il faut que les dimensions du méandre soient inférieures à la longueur d’onde des photons qui l’excitent.

Dans cette section je présenterai plus en détail la technologie des KIDs et leur principe de fonctionnement en faisant quelques rappels de supraconductivité (section 4.3.1), puis je décrirai la méthode permettant de mesurer la puissance optique absorbée par un KID (section 4.3.2), et enfin je présenterai un des avantages des KIDs qui est leur capacité naturel au multiplexage (section 4.3.3).

4.3.1 Supraconductivité et principe de fonctionnement

Elements de supraconductivité

Nous reprenons ici les principaux éléments de la théorie de la supraconductivité de Bardeen, Cooper et Schrieffer (Bardeen et al., 1957). Un matériau supraconducteur est caractérisé par l'absence de résistance électrique en dessous d'une certaine température critique T_c . La population d'électrons au sein d'un matériau supraconducteur est répartie en deux groupes. D'une part, il y a une fraction d'électrons libres, non-appariés, appelée les quasi-particules, de densité n_{qp} . D'autre part, il y a une fraction d'électrons appariés de densité n_s . On peut expliquer la supraconductivité dans un matériau comme étant la propagation des électrons à travers les ions du réseau cristallin. Cela engendre une déformation du cristal, qu'on appelle phonon. Ainsi, après le passage d'un électron, une région électriquement positive va se créer et suivre son déplacement. Cet excès de charge positive va permettre à un second électron de surmonter l'interaction répulsive entre deux électrons et de se lier avec le premier pour former une paire de Cooper (Cooper, 1956). Cette attraction est possible grâce à l'interaction électron-phonon (voir figure 4.7). Les paires de Cooper sont capables de stocker l'énergie cinétique sans dissipation, c'est pour cela qu'elles vont permettre le transport du courant électrique dans le matériau sans aucune résistance. Cet état est l'une des caractéristiques principales de la supraconductivité. En effet, si $T > T_c$ alors l'agitation thermique du réseau cristallin est trop élevée, ce qui ralentira l'électron et empêchera la formation des paires de Cooper. Plus précisément, la relation entre la densité de paires de Cooper n_s et le nombre total de porteurs de charges n est donné par la relation :

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4. \quad (4.3)$$

L'énergie nécessaire pour briser une paire de Cooper appelée le *gap* est :

$$2\Delta \approx 3.53k_bT_c, \quad (4.4)$$

avec k_b la constante de Boltzmann, T_c la température critique du supraconducteur, et Δ l'énergie de liaison entre les électrons appariés. L'énergie nécessaire pour séparer une paire de Cooper dépend du matériau utilisé. Pour une couche mince d'aluminium on a $T_c \approx 1.4$ K, et pour $T \ll T_c$, $\Delta \approx 0.2$ meV. Un photon à 150 GHz ayant une énergie de 0.6 meV, peut donc tout à fait briser une paire de Cooper dans une telle couche. La brisure des paires de Cooper par des photons incidents induit une augmentation de la densité de quasi-particules. On verra dans le prochain point que c'est cette variation qui permettra de faire le lien avec la puissance optique absorbée. La Fig 4.7 montre le processus de formation des paires de Cooper, et leur interaction avec des photons incidents pour former des quasi-particules.

Principe de fonctionnement d'un KID

L'absorption de photons avec une énergie supérieure à l'énergie du *gap* par le matériau supraconducteur à une température fixe, va entraîner la brisure des paires de Cooper et donc une augmentation du nombre de quasi-particules. La puissance optique incidente est donc liée à la densité de quasi-particules par :

$$\delta n_{qp} \propto \delta P_{opt}. \quad (4.5)$$

La base du fonctionnement d'un KID est liée au comportement de l'inductance cinétique L_k qui permet de prendre en compte l'énergie cinétique stockée par les paires de Cooper. L'absorption d'un

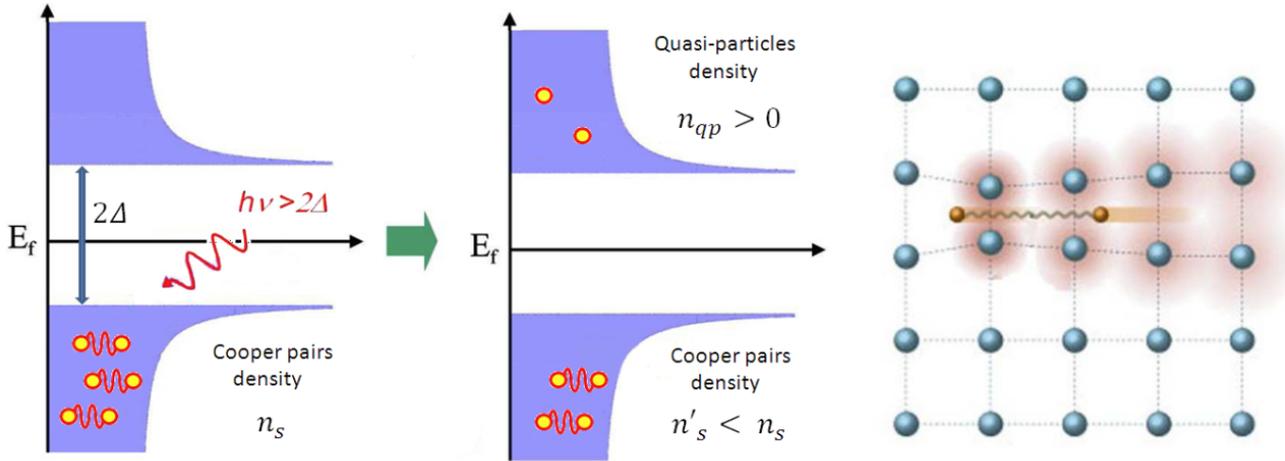


FIGURE 4.7 – **Gauche** : Schéma représentant la séparation d'énergie dans un supraconducteur. Quand un photon avec une énergie suffisante est absorbé, il brise les paires de Cooper et entraîne la formation de quasi-particules. La densité totale de paire de Cooper et de quasi-particules est alors altérée. **Droite** : Illustration de l'interaction entre deux électrons formant une paire de Cooper. Les sphères bleues représentent les ions du réseaux cristallin, les sphères oranges représentent les électrons liés en paire de Cooper et la zone rouge l'excès de charge positive suivant le déplacement d'un électron. Figures extraites de [D'addabbo \(2014\)](#).

rayonnement incident par le détecteur engendre une élévation de l'inductance cinétique du matériau. Ainsi, la variation de l'inductance cinétique δL_k est proportionnelle à la densité de quasi-particules n_{qp} ([D'addabbo, 2014](#)), tel que :

$$\delta L_k \propto -\delta n_s \propto \delta n_{qp} \Rightarrow \delta L_k \propto \delta P_{opt}. \quad (4.6)$$

Il est donc possible de mesurer la puissance optique absorbée, à travers la mesure de la variation de l'inductance cinétique d'un matériau supraconducteur. Pour cela, on s'appuie sur le fait qu'un KID est un circuit résonant, dont la fréquence de résonance f_0 dépend de l'inductance cinétique L_k via l'équation (4.2). En dérivant celle-ci par rapport à l'inductance cinétique L_k et en se plaçant dans l'approximation $L_k \gg L_g$ (valable pour des couches minces de matériau), on obtient une relation linéaire entre la variation de la fréquence de résonance du KID et la variation de l'inductance cinétique :

$$\delta f_0 = \delta L_k \frac{\partial f_0}{\partial L_k} = -\frac{1}{2} C(\epsilon) f_0^3 \delta L_k. \quad (4.7)$$

Ainsi, une variation de l'inductance cinétique causée par une absorption de photons incidents engendre une variation de la fréquence de résonance du détecteur, c'est cette variation qui va pouvoir être mesurée. En associant les équations (4.5) et (4.7) on trouve alors une relation linéaire entre la variation de puissance optique absorbée et la variation de la fréquence de résonance du KID :

$$\delta f_0 \propto -\delta P_{opt} \quad (4.8)$$

La prochaine section détaille la mesure de la variation de la fréquence de résonance et la dérivation finale de la photométrie.

4.3.2 Photométrie

Notons S_{21} la fonction de transfert du signal, qui représente le rapport entre le signal entrant et sortant, il est défini comme :

$$S_{21}(f) = \mathcal{I} + j\mathcal{Q}, \quad (4.9)$$

où \mathcal{I} et \mathcal{Q} sont respectivement la partie réelle (en phase) et la partie imaginaire (quadrature) de S_{21} . La figure 4.8 montre l'amplitude $A = \sqrt{\mathcal{I}^2 + \mathcal{Q}^2}$ et la phase $\phi = \arctan(\frac{\mathcal{Q}}{\mathcal{I}})$ de la fonction de transfert en fonction de la fréquence d'excitation. On observe un décalage de la fréquence de résonance lorsque la puissance optique absorbée par le détecteur augmente (courbes rouges), ce décalage va directement influencer les signaux \mathcal{I} et \mathcal{Q} mesurés. Il est donc possible de mesurer la variation de la fréquence de résonance à l'aide de \mathcal{I} et \mathcal{Q} . Un modèle de la fonction de transfert d'un KID a été proposé par Grabovskij et al. (2008) :

$$S_{21} = \frac{2Z_{res}Z_0}{Z_{res}[2Z_0 + j(X_1 + X_2)] + (Z_0 + jX_1)(Z_0 + jX_2)}, \quad (4.10)$$

avec :

$$Z_{res} = \frac{Z_0 Q_e}{2Q_i} \left[1 + 2jQ_i \frac{(f_{LO} - f_0)}{f_0} \right]. \quad (4.11)$$

X_1 , X_2 , Z_0 sont des impédances, Q_i est le facteur de qualité du résonateur et Q_e est le facteur de qualité externe. f_{LO} est la fréquence d'excitation du détecteur et f_0 la fréquence de résonance du détecteur. A chaque instant, les quantités \mathcal{I} et \mathcal{Q} dépendent de la différence entre la fréquence d'excitation f_{LO} et la fréquence de résonance f_0 d'un KID.

Afin de reconstruire le décalage de la fréquence de résonance d'un KID, Calvo et al. (2013) ont développé une méthode de lecture électronique par modulation. La fréquence d'excitation f_{LO} d'un détecteur est générée par un oscillateur local qui la module par une variation connue $\delta f_{LO} \approx 2$ kHz de manière à ce qu'elle prenne des valeurs de part et d'autre de la fréquence de résonance $f_{\pm} = f_0 \pm \frac{\delta f_{LO}}{2}$. On peut alors construire les quantités :

$$(\mathcal{I}(t), \mathcal{Q}(t)) = \left(\frac{\mathcal{I}(f_+) + \mathcal{I}(f_-)}{2}, \frac{\mathcal{Q}(f_+) + \mathcal{Q}(f_-)}{2} \right), \quad (4.12)$$

$$\left(\frac{d\mathcal{I}}{df}(t), \frac{d\mathcal{Q}}{df}(t) \right) = \left(\frac{\mathcal{I}(f_+) - \mathcal{I}(f_-)}{\delta f_{LO}}, \frac{\mathcal{Q}(f_+) - \mathcal{Q}(f_-)}{\delta f_{LO}} \right). \quad (4.13)$$

Les échantillons i et q obtenus sont moyennés sur $N_m = 40$ points pour calculer \mathcal{I} et \mathcal{Q} . On fait la moyenne des différences entre les échantillons mesurés à f_+ et f_- pour calculer $d\mathcal{I}$ et $d\mathcal{Q}$. On obtient alors les quatres quantités qui vont nous permettre de reconstruire le décalage de la fréquence de résonance :

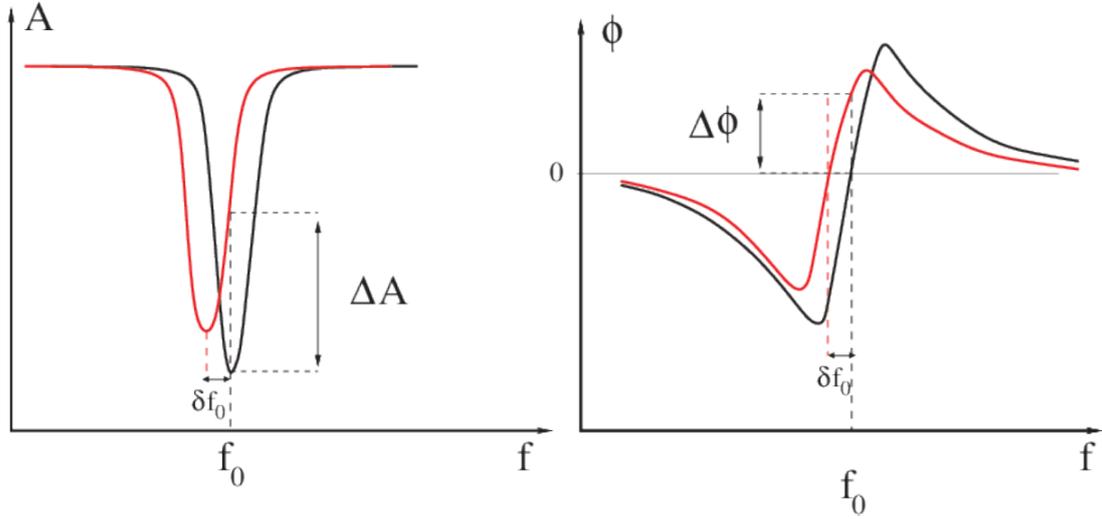


FIGURE 4.8 – Représentation de la fréquence de résonance en amplitude (gauche) et en phase (droite) en fonction de la fréquence d'excitation injectée. Les courbes rouges montrent la réponse d'un détecteur quand la puissance optique reçue augmente par rapport aux courbes noires. Cette variation de la puissance optique absorbée entraîne un décalage de la fréquence de résonance δf_0 qui est directement proportionnel à la puissance optique reçue.

$$\mathcal{I} = \sum_{p=1}^{N_m=40} i_p, \quad (4.14)$$

$$\mathcal{Q} = \sum_{p=1}^{N_m=40} q_p, \quad (4.15)$$

$$d\mathcal{I} = \sum_{p=1}^{N_m/2=20} i_{2p} - i_{2p-1}, \quad (4.16)$$

$$d\mathcal{Q} = \sum_{p=1}^{N_m/2=20} q_{2p} - q_{2p-1}. \quad (4.17)$$

Lorsqu'une matrice est illuminée par un rayonnement incident, les quantités $(\mathcal{I}, \mathcal{Q})$ varient de $\vec{V} = (\Delta\mathcal{I}, \Delta\mathcal{Q})$. La figure 4.9 est une illustration d'une résonance d'un KID dans le plan de sa partie réelle \mathcal{I} et de sa partie imaginaire \mathcal{Q} . Pour mesurer le décalage de la fréquence de résonance entre deux échantillons, on peut alors comparer les mesures de \vec{V} avec les valeurs $d\vec{V} = (d\mathcal{I}, d\mathcal{Q})$ causées par la modulation δf_{LO} qui est connue. La variation de la fréquence de résonance est alors proportionnelle à la projection de \vec{V} sur $d\vec{V}$ qui est tangent au cercle de résonance $(\mathcal{I}, \mathcal{Q})$ (Catalano et al., 2014) :

$$\Delta f_0(t) = \delta f_{LO} \frac{\vec{dV} \cdot \vec{V}}{|\vec{dV}|^2} = \delta f_{LO} \frac{\Delta\mathcal{I} \langle d\mathcal{I} \rangle_{50} + \Delta\mathcal{Q} \langle d\mathcal{Q} \rangle_{50}}{\langle d\mathcal{I} \rangle_{50}^2 + \langle d\mathcal{Q} \rangle_{50}^2}, \quad (4.18)$$

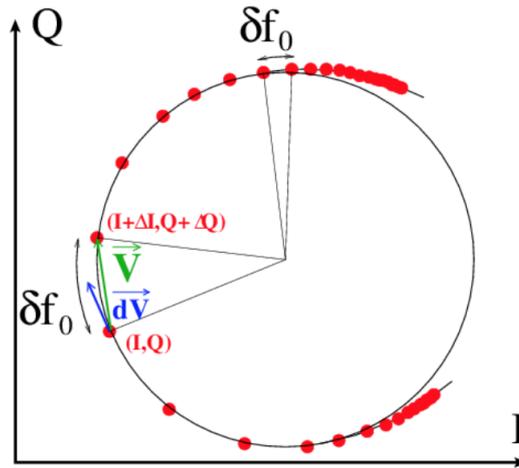


FIGURE 4.9 – Illustration d’une résonance dans le plan complexe (I, Q) les points rouges représentent les valeurs moyennées de I et Q . En projetant le déplacement $\vec{V} = (\Delta I, \Delta Q)$ généré par le rayonnement incident, sur la variation $dV = (dI, dQ)$ induit par une variation de fréquence connue, on est capable de reconstruire le décalage de la fréquence de résonance entre chaque point et donc de reconstruire la puissance optique absorbée. Figure extraite de (Adam, 2015)

$\langle dI \rangle_{50}$ et $\langle dQ \rangle_{50}$ signifient que l’on moyenne dI et dQ sur 50 points avant et après la valeur considérée. C’est cette équation qui fournit le signal scientifique des KIDs en fonction du temps : les Time Ordered Information (TOI), pour reprendre la terminologie utilisée par la collaboration Planck.

Tant que l’on reste dans un régime de puissance incidente acceptable, cette méthode a fait ses preuves et reste très linéaire. Si la source de rayonnement incident est trop forte (dizaines de Jy), la variation de densité des quasi-particules peut déplacer la résonance loin de la fréquence d’excitation entraînant une déformation du cercle de résonance et une perte de la linéarité de la réponse du détecteur. J’aborderai plus en détail la question de la linéarité des KIDs dans la section 9.2.

4.3.3 Multiplexage fréquentiel

Les observations dans le domaine millimétrique nécessitent aujourd’hui des matrices de plusieurs milliers de détecteurs afin d’améliorer la sensibilité d’un instrument tout en réduisant les temps d’observations. Dans le cas de détecteurs non multiplexés il faudrait augmenter le nombre de lignes de lecture ce qui implique une multiplication d’appareils cryogéniques d’un instrument, ce qui à terme n’est pas viable pour des questions de coût ou d’encombrement. Pour ces raisons, il est nécessaire de développer des détecteurs facilement multiplexables. Si les KIDs sont aujourd’hui une technologie très attractive c’est parce qu’ils sont naturellement adaptés au multiplexage fréquentiel. En effet, dans le cas des KIDs il est possible d’ajuster au mieux la fréquence de résonance d’un détecteur en modifiant les propriétés géométriques du condensateur, ce qui modifiera sa capacité $C(\epsilon)$ et f_0 (cf équation (4.2)). Ainsi, un grand nombre de résonateurs peuvent être couplés à une seule ligne de lecture, chacun d’entre eux ayant une fréquence de résonance différente et pouvant être lue indépendamment. L’électronique de lecture de NIKA2, décrite dans Bourrion et al. (2016), permet de gérer 400 résonateurs par ligne de transmission dans un domaine de fréquence allant de 1 GHz à 3 GHz. La figure 4.10 montre une illustration de KIDs multiplexés. Cette capacité peut présenter un risque qui est la diaphonie (cross-talk en anglais) et a pour conséquence de ”mélanger” des signaux donnés par différents détecteurs. En effet, les résonances se déplacent avec le flux de photons incident, si celles-ci sont trop proches elles peuvent

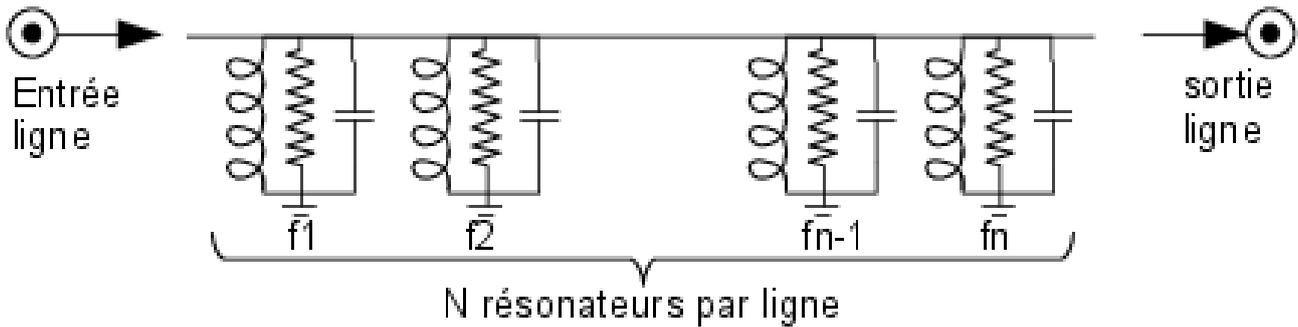


FIGURE 4.10 – Schéma représentant des KIDs multiplexés. Les fréquences de résonance f_0 de chaque résonateur sont ajustées de manière à ce qu'elles soient légèrement différentes les unes des autres en modifiant la capacité du résonateur. Cela rend possible de lire des centaines de KIDs sur une seule ligne de transmission.

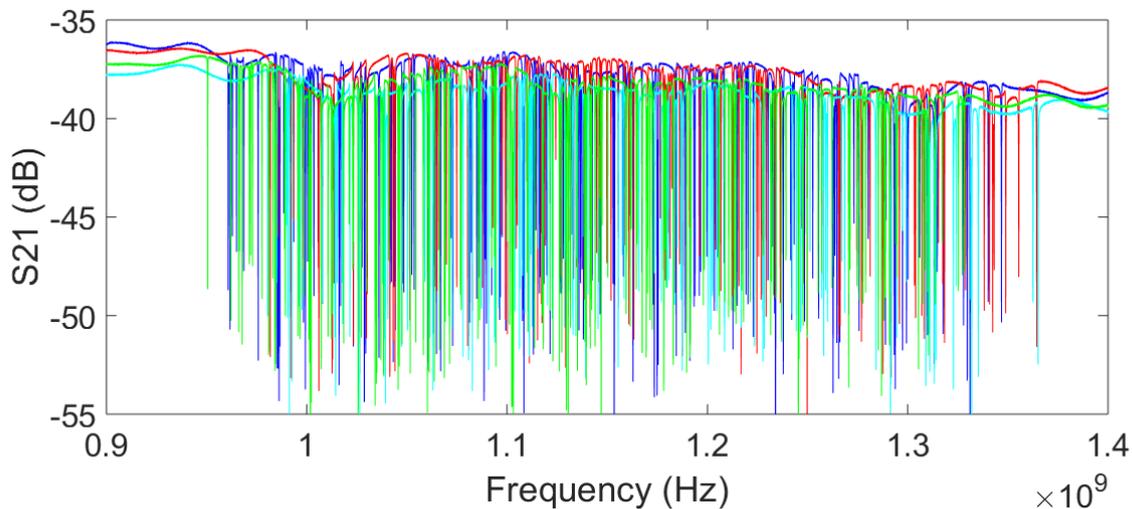


FIGURE 4.11 – Peigne de fréquences d'excitation des quatre lignes de lectures de la matrice A2. Chaque pic correspond à une résonance d'un détecteur de la matrice. Figure extraite de (Adam et al., 2018).

se croiser alors que la lecture d'un résonateur se fait toujours à la même fréquence d'excitation. Pour limiter ce risque, les fréquences de résonances des détecteurs sont ajustées de telle sorte qu'elles soient séparées d'environ 2 MHz pour la matrice à 150 GHz, et de 4 MHz pour les matrices à 260 GHz.

Une ligne de transmission permet de mesurer la réponse de chaque résonateur en les excitant par un peigne de fréquences proches des fréquences de résonance de chaque détecteur (voir figure 4.11). Pour NIKA2, les fréquences de résonances varient de 0.9 à 1.4 GHz pour la matrice à 150 GHz, et de 1.9 à 2.4 GHz pour les deux matrices à 260 GHz.

4.3.4 En résumé

Pour conclure cette partie sur les détecteurs, nous souhaitons à présent revenir sur quelques points importants qui font que les KIDs, bien que toujours en développement, sont une technologie très prometteuse pour de futurs projets observationnels.

- Multiplexage : comme on l’a vu précédemment, les KIDs sont naturellement adaptés au multiplexage fréquentiel. *NIKA2* a déjà pu démontrer un facteur de multiplexage de 400 en opération sur le ciel.
- Constante de temps : La constante de temps des KIDs est inférieure à la milliseconde, ce qui les rend très peu sensibles aux interactions avec les rayons cosmiques : un seul échantillon est affecté tout au plus, qu’il est facile et peu coûteux de masquer dans l’analyse. A contrario, des constantes de temps allant jusqu’à 2 s avaient été observées sur *Planck*. [Catalano et al. \(2016\)](#) ont étudié l’impact des rayons cosmiques sur des matrices de KIDs en les exposant à des particules alpha et ont montré que 1% seulement des données peuvent être perdues à cause de celles-ci, contre 15% pour les bolomètres de *Planck*.
- Les KIDs sont moins sensibles aux fluctuations thermiques et aux vibrations de leur environnement que les bolomètres.
- Fabrication : la simplicité de fabrication des KIDs réduit le temps et le coût de fabrication d’une matrice de détecteurs considérablement en comparaison des technologies alternatives.
- Les KIDs semblent également rester linéaires sur une large gamme de puissances incidentes. C’est une caractéristique qui reste à confirmer fermement, mais qui est capitale, notamment pour pouvoir être utilisée après une lame demi-onde qui module fortement le background. L’effet systématique dû à la modulation du background par la lame demi-onde est décrit dans la section [6.2.2](#).

4.4 Principaux axes scientifiques de NIKA2

La caméra *NIKA2* en mode non-polarisé a été mise à la disposition de la communauté scientifique après la fin de la période de caractérisation de ses performances instrumentales (*commissioning* en anglais) en Septembre 2017. Par la suite, le *commissioning* en mode polarisé, sur lequel porte une partie de ma thèse (cf. chapitre 7), a pu débuter en Juin 2017. Pour avoir développé et installé l’instrument, l’IRAM a accordé 1300 heures de temps garanti à la collaboration *NIKA2* qui ont été réparties entre cinq Large Programs :

NIKA2SZ L’effet Sunyaev Zel’dovich (effet SZ) nous permet d’étudier les amas de galaxies. En effet, il est le résultat de l’interaction, par diffusion Compton inverse, entre les photons du CMB et des électrons de haute énergie présent dans le milieu intra-amas des amas de galaxies. Par ce mécanisme, les électrons transfèrent de l’énergie aux photons du CMB ce qui résulte en une distorsion du spectre de corps noir du CMB autour de 217 GHz. Le large program SZ de *NIKA2* a pour but l’observation à haute résolution angulaire d’une population d’une cinquantaine d’amas de galaxies avec un redshift compris entre 0.5 et 0.9 via l’effet SZ. Ceci permettra entre autre de contraindre la relation entre la masse d’un amas et l’émission SZ. De part sa résolution, sa sensibilité, son grand champ de vue et sa capacité à observer dans deux bandes de fréquences, *NIKA2* est actuellement l’un des meilleurs instruments pour étudier l’effet SZ des amas de galaxies à haut redshift avec un tel champ de vue. La figure [4.12](#) montre la première carte de brillance de surface négative à 2 mm, caractéristique de l’effet SZ, obtenue avec *NIKA2*, sur l’amas PSZ2 G144.83+25.11 ([Ruppin et al., 2018](#)).

Cartographie du milieu interstellaire : GALactic STAR formatiON (GASTON) Dans le cadre de l’étude de la formation stellaire, la question de l’origine et de l’universalité de la fonction initiale de masse (IMF pour Initial Mass Function) est toujours en débat (e.g. [Bastian et al. \(2010\)](#)). Alors que la

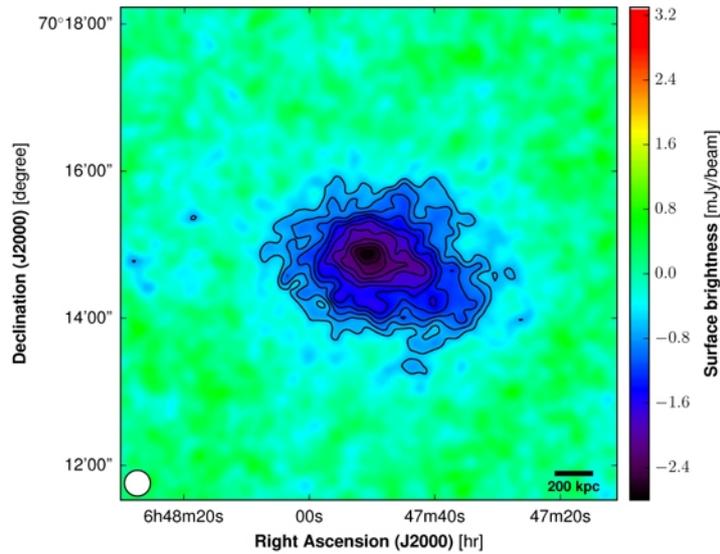


FIGURE 4.12 – Carte de SZ thermique de l’amas PSZ2G144.83+25.11 observé avec *NIKA2* à 150 GHz (Ruppin et al., 2018).

formation d’étoiles de type solaire est sûrement le résultat de la fragmentation de nuages en coeurs protostellaires, la manière dont se forment les objets stellaires aux deux extrêmes de l’IMF (naines brunes, étoiles massives) n’est pas totalement comprise. La sensibilité et la vitesse de cartographie de *NIKA2* donne l’unique opportunité de détecter de larges populations d’étoiles de faible luminosité. Ainsi, *NIKA2* sera utilisée pour étudier les mécanismes de formations d’étoiles sur un large éventail de masses, en allant des étoiles de faibles masses aux étoiles massives. Il est également possible d’utiliser la possibilité de faire des observations dans deux bandes de fréquences pour contraindre l’émissivité de la poussière en fonction de son environnement (Rigby et al., 2018).

Relevé profond, *The NIKA2 Cosmological Legacy Survey : N2CLS* Sa grande sensibilité, sa haute résolution angulaire et son grand champ de vue font de *NIKA2* un instrument de choix pour observer une surface de l’ordre du degré carré et détecter un nombre important de galaxies lointaines, jusqu’au bruit de confusion. *NIKA2* utilisera 300h de temps garanti pour faire des observations des champs profonds extragalactiques GOODS North et COSMOS. Ces observations permettront la détection de galaxies à haut redshift et ainsi de mieux contraindre la formation stellaire à haut redshift.

Interpreting the Millimeter Emission of Galaxies with IRAM and NIKA : IMEGIN La partie millimétrique du spectre des galaxies est l’une des parties les moins étudiées de leur SED (distribution spectrale d’énergie). Pourtant trois processus physiques importants sont en jeu dans cette gamme de longueurs d’ondes : l’émission de la poussière, l’émission du rayonnement synchrotron et le bremsstrahlung. *NIKA2* permettra l’observation de 22 galaxies proches, ce qui permettra d’étudier l’émissivité de la poussière dans différentes régions (le coeur, disque ou bras spiraux des galaxies) et apporter de nouvelles informations sur les trois processus cités précédemment et leur lien avec la formation stellaire.

Probing the B-Field in star forming Filaments Using NIKA2-Pol : B-FUN Les récentes observations des instruments *Herschel* et *Planck* de zones de formation stellaire dans la Galaxie soutiennent le rôle important que doit jouer le champ magnétique dans la formation des structures dans lesquelles

naissent les étoiles. D'une part, les résultats d'*Herschel* montrent que les coeurs pré-stellaires se forment dans des structures denses et filamentaires (d'une largeur 0.1 pc) (Könyves et al., 2015; Molinari et al., 2010). D'autre part, les cartes en polarisation du satellite *Planck* indiquent que le champ magnétique n'est pas aléatoire, mais orthogonal aux filaments (Planck Collaboration et al., 2016d), suggérant que leur formation et leur évolution sont contrôlées par le champ magnétique. Il est donc nécessaire d'aller observer à l'échelle de ces filaments, 0.01 à 0.1 pc pour mieux comprendre le rôle du champ magnétique dans les processus de fragmentation et d'accrétion de masse des filaments vers les coeurs pré-stellaires (André et al., 2010). Pour pouvoir cartographier le champ magnétique, la polarisation est essentielle, car c'est elle qui trace l'orientation de \vec{B} . En effet, aux fréquences plus hautes que 100 GHz, c'est l'émission de la poussière interstellaire qui domine. Comme les grains sont asymétriques et s'alignent par rapport au champ magnétique avec leur grand axe orthogonal à \vec{B} , leur émission est polarisée et orthogonale à \vec{B} .

Le satellite *Planck* fournit des informations sur la polarisation à grande échelle. La résolution de la caméra *NIKA2* permettra, elle, d'obtenir des informations à l'échelle des filaments. En associant ces observations, il sera possible de faire le lien sur la polarisation à grande échelle et à petite échelle dans les zones de formation stellaire. Le *Large Program B-FUN* a donc pour objectif de cartographier le champ magnétique dans 8 zones filamentaires de formation stellaire et d'amener des informations uniques sur la formation des filaments.

La prochaine section présente un résumé du déroulement d'observations au télescope, et décrit le traitement des données de *NIKA2* en intensité ainsi que ses performances en mode non-polarisé.

4.5 Observations et performances

Les types d'observations menées par *NIKA* et *NIKA2*, la présentation des différents types de scans d'étalonnage ainsi que les principaux éléments du logiciel de réduction des données (*pipeline* en anglais) sont présentés et les performances de l'instrument utilisé pour des observations d'intensité non polarisée, sont décrits extensivement par Perotto et al. (2019). On en résume ici seulement les grandes lignes.

Une séquence d'observation caractéristique de *NIKA2* au 30 m de l'IRAM se déroule typiquement de la façon suivante :

1. **Ajustement du foyer** : en raison principalement des variations thermiques ambiantes et des déformations de l'antenne avec l'élévation, le foyer du télescope doit être ajusté régulièrement, typiquement une fois toutes les deux heures, en prenant garde d'avantage aux moments du lever et du coucher du soleil quand la température évolue le plus vite. La méthode développée actuellement consiste à observer une source ponctuelle brillante voisine du champ que l'on souhaite observer (élévation voisine), à effectuer 5 scans de moins de 2 mn environ, en forçant le miroir M2 à s'écarter de ± 1.4 et ± 0.7 mm de part et d'autre du foyer courant. On cherche alors la position de M2 qui maximise le flux obtenu dans un rayon fixe d'une largeur à mi-hauteur (Fig. 4.13).
2. **Ajustement du pointage** : La précision absolue du pointage du télescope est de 3 arcsec rms, mais comme le foyer, il est nécessaire d'effectuer de petites corrections, typiquement aussi toutes les deux heures environ. Pour cela, on observe une source ponctuelle forte, à une élévation voisine de celle du champ scientifique si possible, et on effectue un scan en forme de croix afin de déterminer la position exacte de la source par rapport au détecteur de référence (Fig. 4.14).

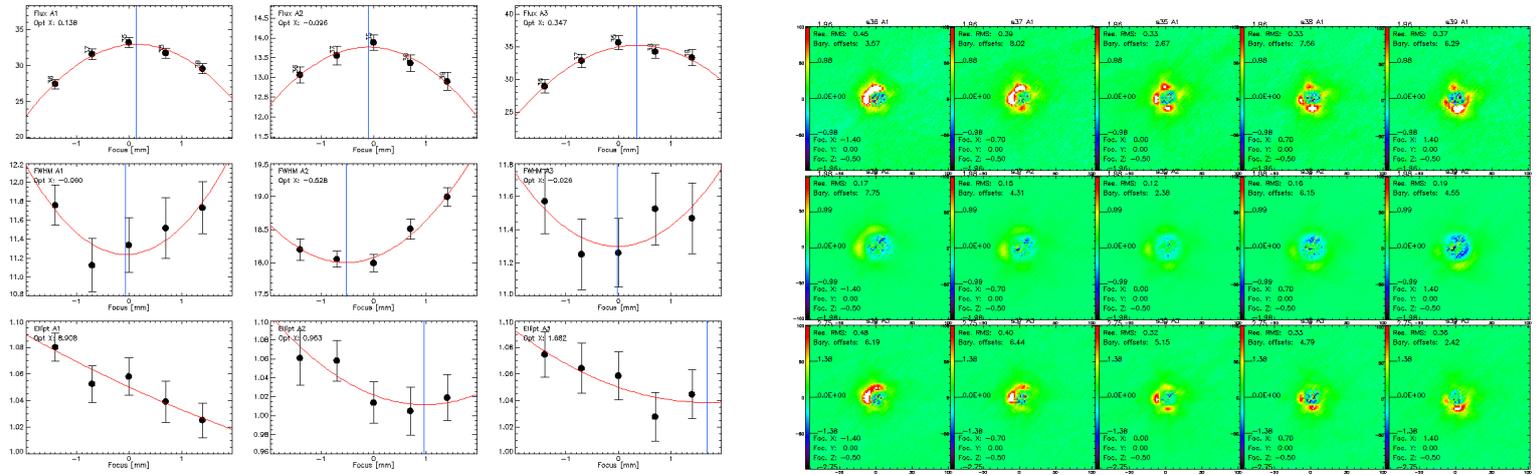


FIGURE 4.13 – Exemple de l’ajustement du foyer du télescope en déterminant la position de M2 qui maximise le flux sur une surface d’une FWHM, qui minimise la FWHM de l’image et son ellipticité. A droite, les cartes montrent, pour chaque position, une image des résidus après soustraction d’une gaussienne théorique.

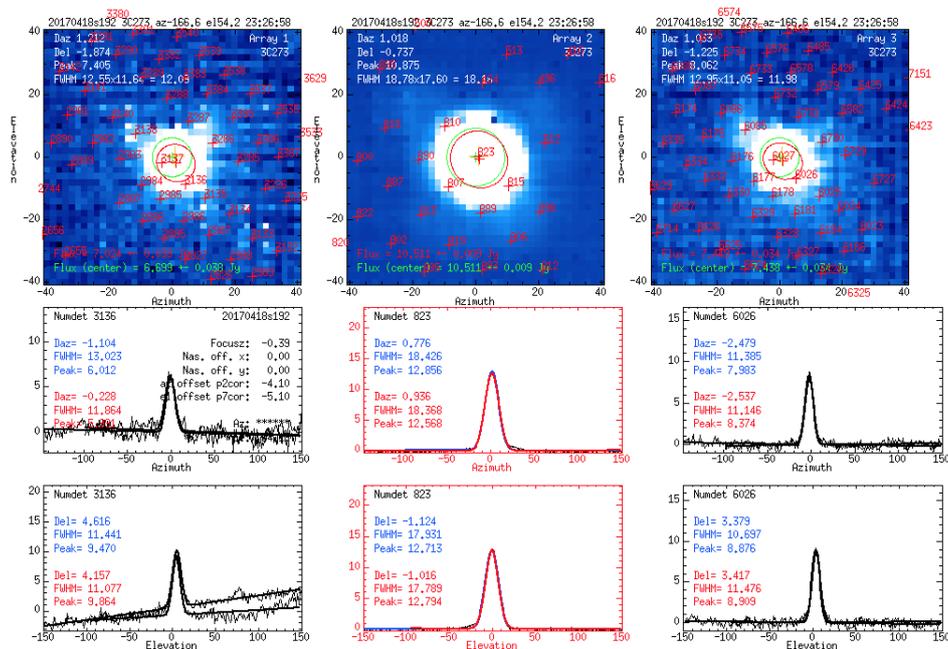


FIGURE 4.14 – Exemple d’un scan de pointage en croix. Les profils en rouge sont ceux du détecteur de référence par rapport auquel sont calculées les corrections de pointage à effectuer.

3. **Observations scientifiques** : On peut alors effectuer les observations scientifiques, qui consistent généralement en une série de scans de type "raster", avec des allers-retours suivant des directions parallèles définies par l'observateur en fonction de ses besoins.
4. **skydips et détermination de l'opacité** : L'opacité de la masse d'air le long de la ligne de visée atténuent le flux réel d'une source. L'IRAM fournit des mesures d'opacité du ciel moyennes à 225 GHz, mais celles-ci ne sont pas nécessairement représentatives de la ligne de visée de l'instrument. En revanche, on sait que si l'on fait varier la masse d'air vue par un KID, sa fréquence de résonance suit :

$$f_0^k = C_0^k + C_1^k T_{atm} \left[1 - e^{-\tau / \sin \theta} \right] \quad (4.19)$$

où τ est l'opacité (Catalano et al., 2014). En faisant varier la masse d'air, par un scan à azimut constant mais variant en élévation de plusieurs degrés, on peut donc déterminer les coefficients C_0 et C_1 de chaque KID. Lors d'une observation scientifique, on pourra alors inverser cette équation (quand le KID est loin de la source), connaissant l'élévation courante, et déterminer τ . Ces scans de variation de l'élévation pour déterminer les C_0 et C_1 des KIDs sont appelés *skydips*. L'étalonnage absolu des KIDs doit être refait à chaque nouveau refroidissement. Pour cela, des *skydips* sont effectués environ une fois par jour. Il faut noter qu'à faible τ , la détermination de C_1 est dégénérée avec τ et donc idéalement, il faut une analyse jointe de plusieurs *skydips*, pris dans des conditions d'opacité variées pour lever l'ambiguïté.

5. **Calibrateurs primaires et secondaires** : Les planètes, en particulier Uranus et Neptune sont nos calibrateurs primaires. On observe également d'autres sources fortes bien connues en tant que calibrateurs secondaires, comme MWC349, NGC7027 et CRL2688. Ces sources sont observées plusieurs fois par run d'observations en fonction de leurs visibilitées pour, une fois les données combinées, fournir l'étalonnage absolu de NIKA2.

La partie du traitement de données spécifique à la polarisation sera traitée au chapitre 6. En ce qui concerne l'intensité, les grandes lignes de la méthode sont les suivantes :

1. Isoler la partie scientifiquement utile du scan : rejet de quelques échantillons après le dernier *tuning* du début et avant celui de fin scan.
2. Etiquetage et soustraction des échantillons perturbés par un rayon cosmique.
3. Rejet des KIDs éventuellement mal réglés et trop proches de la saturation.
4. Détermination du pointage de chaque détecteur.
5. Soustraction du bruit basse fréquence dû à l'atmosphère et au bruit électronique basse fréquence. Ces deux sources de contamination sont fortement corrélées entre les détecteurs. Plutôt donc que d'effectuer un filtrage dans l'espace de Fourier, on cherche à déterminer les modes basses fréquences de ces composantes et de les soustraire aux données. Pour en décrire brièvement le principe, supposons que l'on observe une source ponctuelle situées au centre du champ. A chaque instant, on moyenne le signal de détecteurs distants de 5 FWHM de la source pour estimer le bruit basse fréquence commun à ces détecteurs à cet instant là. On appelle le signal moyen ainsi produit un "mode commun". Ensuite, par un ajustement individuel du signal de chaque KID par rapport à ce mode commun, quand ce KID est lui aussi loin de la source, on soustrait la contribution au bruit de ce KID qui est corrélée avec le mode commun (fig. 4.15). Plusieurs algorithmes ont été, et sont encore développés pour y parvenir et améliorer ce principe. Ils portent sur la définitions de plusieurs modes communs pour mieux distinguer les bruits électroniques, sur le choix des KIDs pour déterminer les différents modes, la prise en compte ou

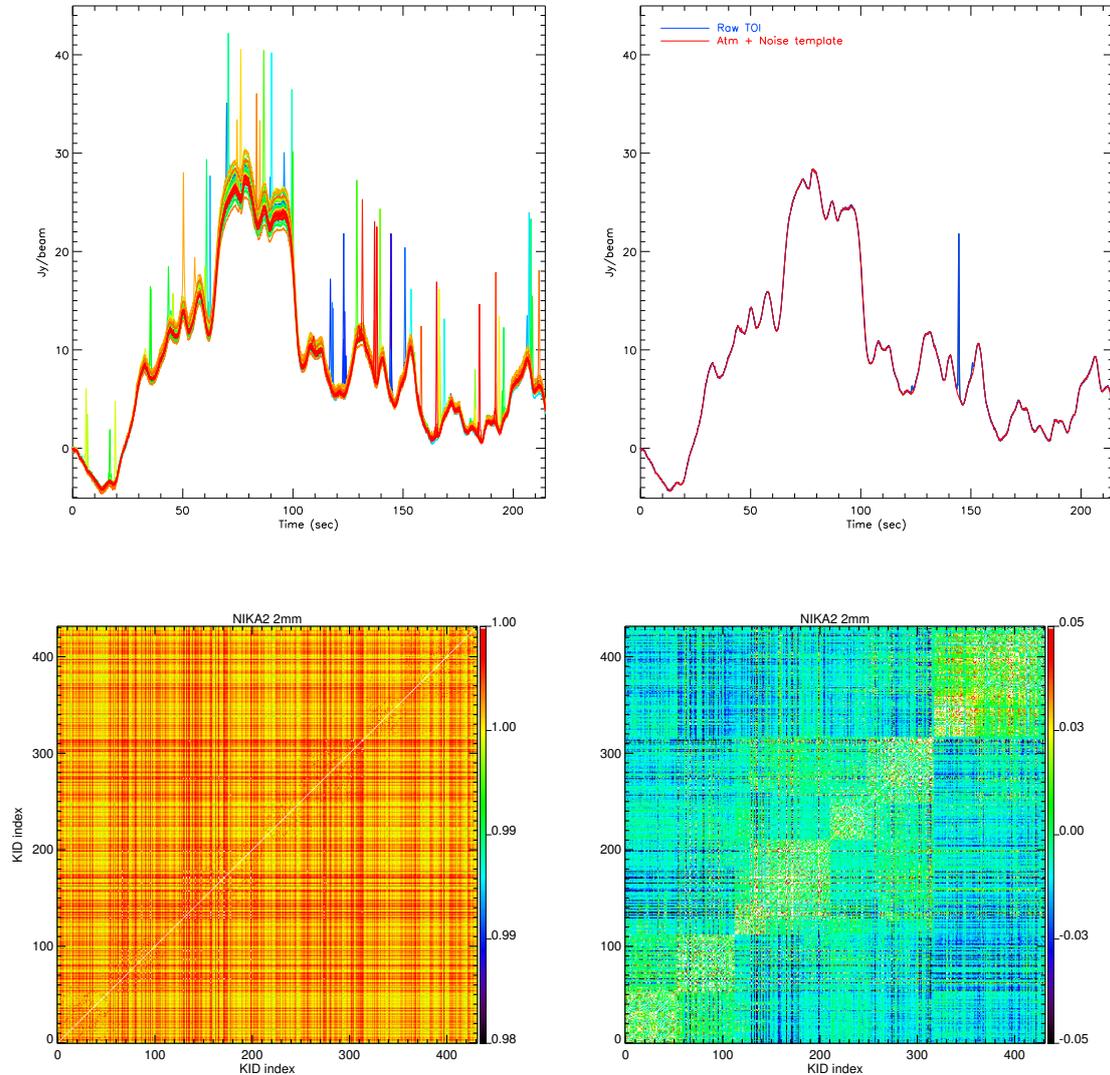


FIGURE 4.15 – En haut à gauche, exemple de l’observation d’Uranus par quelques KIDs. On distingue nettement la contribution de l’atmosphère commune à tous les détecteurs, tandis que la planète est observée à des instants différents par chaque détecteur. En haut à gauche, exemple d’ajustement du mode commun basse fréquence pour un de ces détecteurs. En bas à gauche, matrice de corrélation entre les KIDs de la matrice à 2 mm avant tout traitement. La composante atmosphérique commune domine ces corrélations. En bas à droite, matrice de corrélation entre les mêmes détecteurs après la soustraction d’un seul mode commun. Des corrélations résiduelles, groupées par boîtes électroniques principalement apparaissent et appellent la détermination de modes communs supplémentaires.

pas d'un masque complexe pour préserver le signal. Pour davantage de détails, on se reportera à [Perotto et al. \(2019\)](#) et [Ponthieu et al, \(2020, in prep\)](#).

6. Projection des données sur les cartes finales. Chaque échantillon m_t se voit assigné un pixel p de la carte finale suivant le principe général du *nearest grid point*. Chaque pixel p de la carte donne donc une estimation du flux reçu par l'instrument suivant :

$$I(p) = \frac{\sum_t w_t \times m_t}{\sum_t w_t}, \quad (4.20)$$

où $w_t = 1/\sigma_k^2$ est le poids relatif de l'échantillon m_t , qui est pris égal à l'inverse de la variance de la TOI du KID lorsque celui-ci est situé à plus de 5 FWHM de la source. Le bruit par pixel est alors donné par :

$$\sigma_I^2(p) = \frac{1}{\sum_t 1/w_t} \quad (4.21)$$

Il faut noter qu'à ce stade, ce bruit sur la carte est sous-estimé, en général d'une dizaine de pourcents. La projection décrite par l'équation (4.20) ne propage le bruit exactement que si celui-ci est gaussien et indépendant de détecteur en détecteur. En pratique, à l'issue du traitement des TOIs, ce n'est pas encore exactement le cas. Le bruit, mesuré sur la carte en dehors de la source est cependant tout à fait gaussien. Nous corrigeons donc l'estimation de $\sigma_I^2(p)$ a posteriori par la mesure directe de la distribution du bruit sur la carte finale.

A ce stade, les performances estimées de l'instrument et du traitement des données sont résumées dans la table 4.2. La sensibilité est exprimée en terme de *Noise Equivalent Flux Density* (NEFD). C'est le bruit sur la mesure du flux d'une source ponctuelle en 1 s de temps d'intégration sur la source. Couplée à la taille du champ de vue, ce paramètre permet de déterminer la *Mapping Speed* (MS), qui indique la surface observable à un niveau de sensibilité donnée par unité de temps. La figure 4.16 montre deux exemples de détermination de la NEFD. Le premier ajuste une loi en $t^{-1/2}$ pour à la fois montrer que le bruit s'intègre bien comme il se doit, et déterminer la sensibilité extrapolée à 1 s pour déterminer la NEFD. La seconde détermine la NEFD pour chaque scan à partir du bruit sur la carte $\sigma_I^2(p)$ et du temps d'intégration, et suit son évolution en fonction de l'élévation et de l'opacité pour extrapoler à des mesures hors atmosphère.

Ces sensibilités sont conformes aux spécifications requises par l'IRAM à 1.2 mm et même meilleures à 2 mm. Un exemple d'observations qui ont permis d'établir ces performances consiste à mesurer comment le bruit sur la mesure du flux d'une source ponctuelle décroît avec le temps d'intégration.

Les *Large programs* ont commencé à être observés depuis l'automne 2017, et NIKA2 est également ouvert à la communauté dans son ensemble. L'instrument est prévu pour fonctionner au moins 10 ans.

	1.2 mm	2 mm
NEFD hors atm. [$\text{mJy}\cdot\text{s}^{1/2}/\text{beam}$]	30.1	8.8
Mapping speed hors atm. [$\text{arcmin}^2\cdot\text{mJy}^{-2}\cdot\text{h}^{-1}$]	111	1388
NEFD 2 mm pwv, 90° [$\text{mJy}\cdot\text{s}^{1/2}/\text{beam}$]	36.1	9.8
Mapping speed 2 mm, 90° [$\text{arcmin}^2\cdot\text{mJy}^{-2}\cdot\text{h}^{-1}$]	77	1119

TABLE 4.2 – Sensibilité de *NIKA2* lorsqu’il mesure l’intensité totale incidente, exprimée en terme de sensibilité des détecteurs et en terme de rapidité de cartographie, extrapolées en l’absence d’atmosphère ou dans les conditions de référence du 30 m (Perotto et al., 2019).

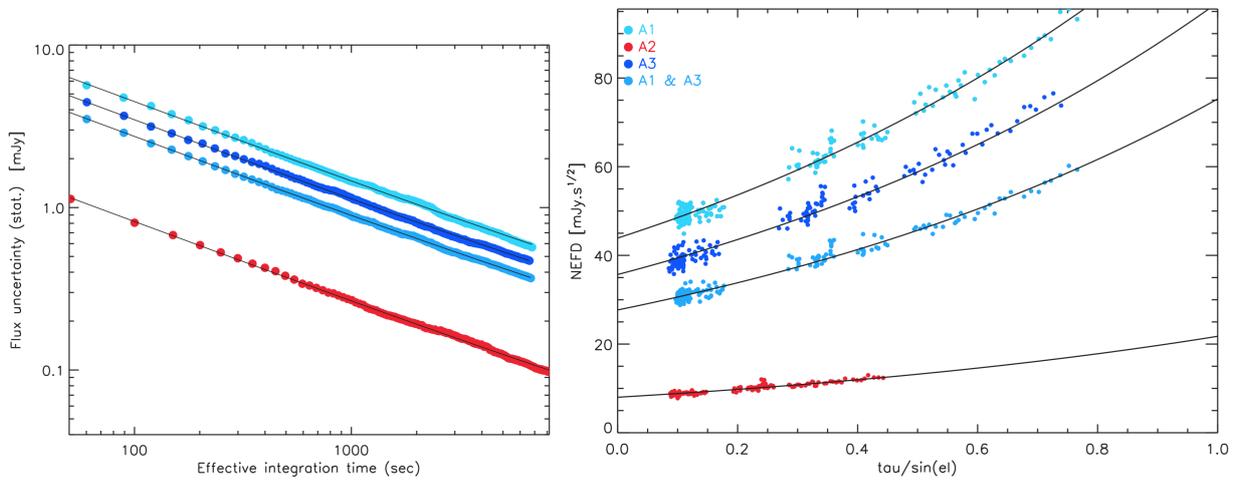


FIGURE 4.16 – Sensibilité de *NIKA2* en terme de NEFD mesurée sur HLS091828 pendant à peu près 9 h d’observations (Perotto et al., 2019). A gauche, sensibilité en fonction du temps d’intégration, les courbes noires sont directement $t^{-1/2}$, seule l’amplitude est ajustée. A droite, les courbes noires représentent $\text{NEFD}_0 e^{\tau/\sin el}$, où seule l’amplitude NEFD_0 qui représente la NEFD hors atmosphère est ajustée.

CHAPITRE 5

Polarisation d'une onde électromagnétique

Sommaire

5.1 Formalisme de Jones	74
5.2 Formalisme de Stokes et Mueller	76
5.2.1 Définitions	77
5.2.2 Matrices de Mueller	79
5.2.3 Mesure des paramètres de Stokes	80

Dans la suite du manuscrit (et particulièrement dans le chapitre 7), on s'intéressera à la mesure de la polarisation avec *NIKA2*. Afin de s'y préparer, ce chapitre présente le formalisme nécessaire à l'étude de la polarisation de la lumière.

La lumière est une onde électromagnétique qui peut être représentée comme la superposition d'un champ électrique \mathbf{E} et d'un champ magnétique \mathbf{B} , tous deux oscillent perpendiculairement à la direction de propagation. La polarisation correspond à la direction qu'adoptent les oscillations

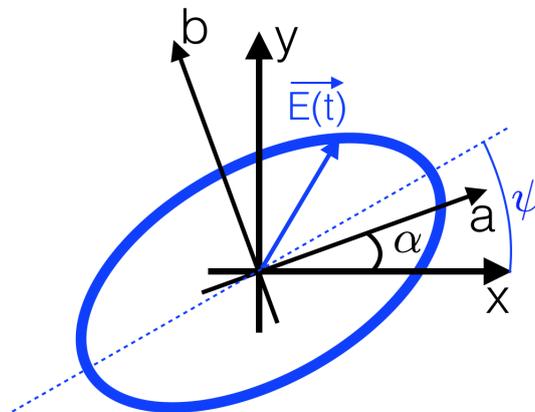


FIGURE 5.1 – Représentation de l'ellipse de polarisation permettant de décrire l'état de polarisation d'une onde lumineuse se propageant suivant l'axe z . ψ représente l'angle de polarisation.

du champ électrique. On dit qu'une onde électromagnétique est polarisée lorsque l'évolution de la direction de son champ électrique n'est plus aléatoire. Le cas le plus général est l'état de polarisation elliptique, pour lequel le champ \mathbf{E} décrit une ellipse dans le plan d'onde. En considérant un repère Cartésien (x, y, z) , avec z la direction de propagation, les projections du champ électrique sur les axes x et y suivent les équations :

$$E_x(t) = A_x(t) \cos(\omega t), \quad (5.1)$$

$$E_y(t) = A_y(t) \cos(\omega t + \phi), \quad (5.2)$$

où $\omega = \frac{2\pi\lambda}{c}$ est la pulsation de l'onde électromagnétique et ϕ le déphasage entre les composantes x et y . On peut dériver à partir des équations (5.1) et (5.2) l'équation suivante :

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - \frac{2E_x E_y}{A_x A_y} \cos \phi = \sin^2 \phi. \quad (5.3)$$

Cette équation est un cas général permettant de décrire tous les états de polarisation de la lumière, elle est appelée *ellipse de polarisation*. La figure 5.1 montre une représentation de l'ellipse dessinée par l'extrémité du vecteur champ électrique \mathbf{E} d'un rayonnement se propageant suivant l'axe z . En fonction des valeurs de l'amplitude A ou du déphasage ϕ , on peut distinguer deux cas particuliers :

— **La polarisation circulaire** : Pour $A_x = A_y = A_0$ et $\phi = \pm\pi/2$. L'équation (5.3) devient :

$$E_x^2 + E_y^2 = A_0^2, \quad (5.4)$$

qui est l'équation d'un cercle. Le champ électrique \mathbf{E} décrit donc un cercle dans le plan d'onde. On peut définir une polarisation circulaire droite avec $\phi = +\pi/2$ (l'onde tourne dans le sens horaire) et une polarisation circulaire gauche avec $\phi = -\pi/2$ (l'onde tourne dans le sens anti-horaire).

— **La polarisation linéaire** : Pour $\phi = 0$. Le champ \mathbf{E} décrit un segment dans le plan d'onde. Elle peut elle même prendre plusieurs formes particulières : la polarisation linéaire verticale ($A_y = 0$), la polarisation linéaire horizontale ($A_x = 0$), la polarisation linéaire 45° ($A_x = A_y = A_0$ et $\phi = 0$) et la polarisation linéaire -45° ($A_x = A_y = A_0$ et $\phi = \pi$).

L'ensemble de ces états de polarisation sont représentés sur la figure 5.2.

Connaître l'état de polarisation d'une onde électromagnétique revient à déterminer les propriétés de l'ellipse de polarisation (demi-axes et orientation) à partir des paramètres des équations (5.1) et (5.2) A_x , A_y et ϕ . Afin de présenter comment ces paramètres se mesurent, il faut tout d'abord décrire comment la polarisation se comporte lors de l'interaction du rayonnement avec un élément optique. Deux formalismes sont principalement utilisés pour cela, celui de Jones (section 5.1), et celui de Stokes-Mueller (section 5.2).

5.1 Formalisme de Jones

Parmi les formalismes permettant de décrire la polarisation, celui de Jones est le plus utilisé pour décrire son évolution à travers un système optique, car il se réfère directement à la direction du champ électrique et est donc plus intuitif a priori que le formalisme de Stokes-Mueller que nous verrons

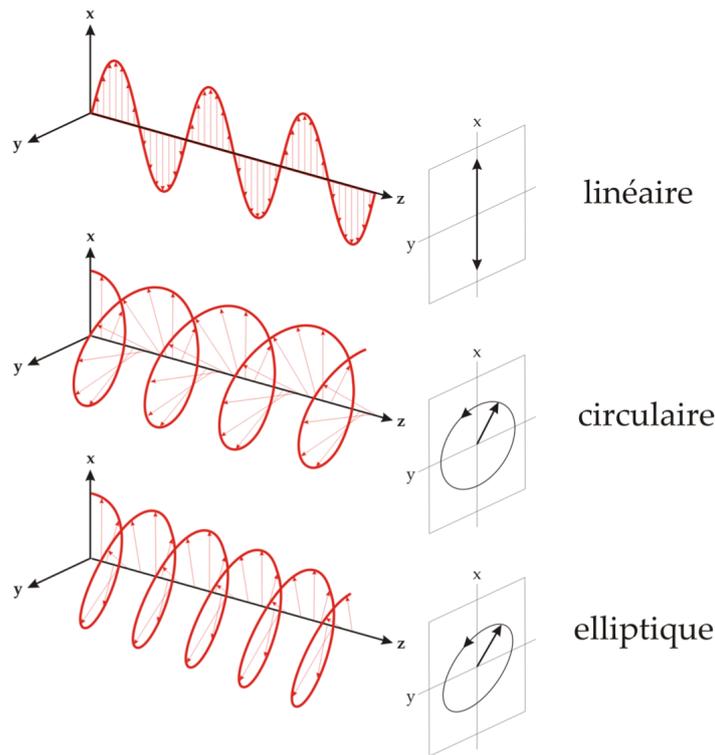


FIGURE 5.2 – Représentation des différents états possibles de la polarisation d'une onde électromagnétique. De haut en bas : la polarisation linéaire, circulaire et elliptique.

ensuite (section 5.2). On se restreint à la projection du champ électrique dans le plan d'onde et on représente la lumière par un vecteur de Jones :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \tag{5.5}$$

Pour décrire l'action des éléments optiques sur ce vecteur, on leur associe une matrice 2x2, dite matrice de Jones M_J :

$$M_J = \begin{pmatrix} J_{00} & J_{01} \\ J_{10} & J_{11} \end{pmatrix}. \tag{5.6}$$

Chaque élément optique est caractérisé par une matrice de Jones qui lui est propre. Dans le cadre de ce travail, les éléments qui nous intéressent le plus sont les polariseurs et les lames à retard (plus particulièrement les lames demi-onde) :

- **Polariseur** : Un polariseur est un élément qui transmet une direction de polarisation davantage que la direction qui lui est orthogonale. Dans le cadre de mesures dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique, les polariseurs consistent en un dépôt de métal sur une membrane en polymères transparents. Le rayonnement incident induit des courants dans les fils métalliques le long de ceux-ci, qui agissent alors comme un miroir pour la polarisation qui leur est parallèle tandis que la polarisation qui leur est perpendiculaire est transmise librement.

La matrice de Jones d'un polariseur, dont la direction passante est x est donnée par :

$$M_{pol} = \begin{pmatrix} p_x & 0 \\ 0 & p_y \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

avec p_x et p_y compris entre 0 et 1 et représentent les coefficients de transmission des composantes x et y du champ électrique. Dans le cas d'un polariseur idéal $p_x = 1$, $p_y = 0$.

- **Lame à retard** : Une lame à retard est un dispositif optique transparent mais qui déphase les polarisations du rayonnement incident. Elle est généralement fabriquée à partir d'un matériau biréfringent pour lequel les indices optiques n_o et n_e suivant deux axes orthogonaux, dits *ordinaire* et *extraordinaire*, sont différents. A la traversée de ce matériau, les deux polarisations du rayonnement qui se projettent suivant ces axes ne se déplacent donc pas à la même vitesse. Une différence de marche $\delta = (n_e - n_o)d$, avec d l'épaisseur de la lame, et un déphasage $\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$ sont alors introduites entre les deux polarisations et modifie donc l'état de polarisation incident. Dans le cas d'une lame *demi-onde*, le déphasage introduit est de π (ou $\delta = \lambda/2$, d'où son nom). La matrice de Jones d'une lame à retard est donnée par :

$$M_{lame} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi} \end{pmatrix}. \quad (5.8)$$

Si la direction de transmission du polariseur ou de la lame demi-onde fait l'angle α par rapport à l'axe x choisi comme référence, les matrices de Jones se transforment suivant :

$$M_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} M \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

Lorsque le rayonnement incident parcourt l'ensemble de la chaîne optique de l'instrument, il subit l'effet successif des différents éléments, chacun représenté par sa matrice de Jones :

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix}_{out} = M_{J_n} M_{J_{n-1}} \dots M_{J_1} \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix}_{in}, \quad (5.10)$$

avec M_{J_n} est la matrice de Jones du n -ième élément optique.

Le formalisme de Jones est intuitif pour décrire les éléments instrumentaux, mais en pratique on mesure des intensités plutôt que des champs électriques. Il faut donc aller au-delà et introduire les paramètres de Stokes.

5.2 Formalisme de Stokes et Mueller

Le formalisme de Stokes décrit l'état de polarisation d'une onde électromagnétique à l'aide d'un ensemble de quatre vecteurs appelés paramètres de Stokes : l'intensité totale I , deux paramètres Q et U permettant d'évaluer les demi-axes de l'ellipse afin de décrire l'enveloppe de l'ellipse de polarisation et de décrire son état de polarisation linéaire, un paramètre V permettant de décrire l'état de polarisation circulaire. Au vue des objectifs scientifiques de NIKA2, on ne s'intéresse que à la polarisation linéaire et on ne considèrera donc plus V par la suite.

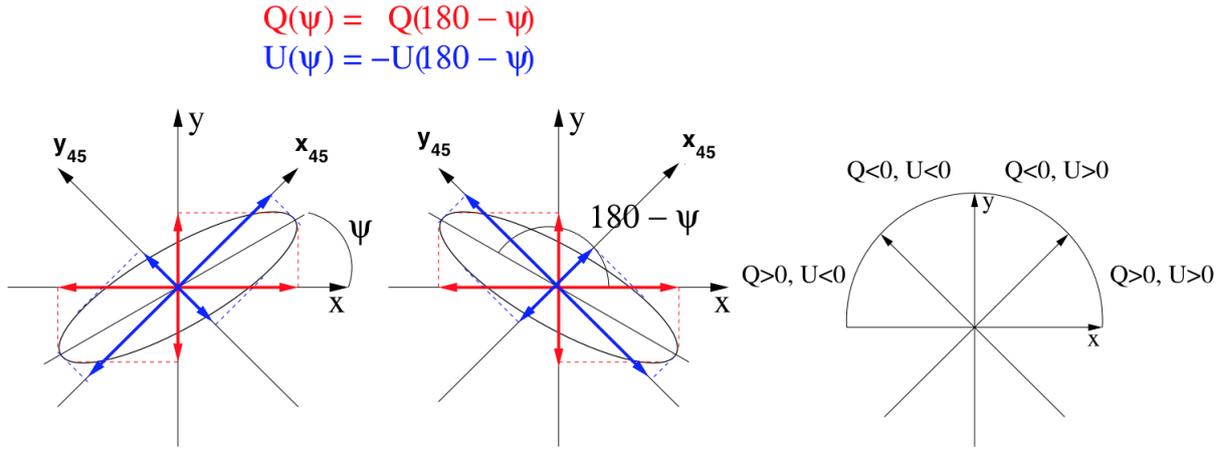


FIGURE 5.3 – **Gauche et centre** : Projection de l'ellipse de polarisation sur les axes x et y . Le paramètre Q est le même pour les deux ellipses représentées car elles ont les mêmes projections x et y . On pourra les différencier grâce à leurs projections sur les axes tournés de 45 degrés x_{45} et y_{45} . **Droite** : Évolution des signes de Q et U en fonction de la position de l'ellipse dans le plan (x, y) . Illustrations extraites de (Ponthieu, 2003)

5.2.1 Définitions

Les paramètres de Stokes

En se plaçant dans un repère (x, y) , orthogonal à la direction de propagation de l'onde suivant l'axe z , on peut décrire les paramètres de Stokes par les équations suivantes :

$$I \equiv \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \equiv I_x + I_y, \tag{5.11}$$

$$Q \equiv I_x - I_y, \tag{5.12}$$

$$U \equiv I_x^{45} - I_y^{45}, \tag{5.13}$$

où I_x et I_y représentent les intensités polarisées suivant les directions x et y . L'exposant 45 de I_x^{45} et I_y^{45} veut dire que l'on fait tourner ces directions de 45 degrés dans le sens trigonométrique. La figure 5.3 montre l'ellipse de polarisation dans le plan (x, y) et l'évolution des signes de Q et U suivant l'orientation du demi-grand axe de l'ellipse.

L'ensemble des paramètres de Stokes I, Q, U nous permet de retrouver les paramètres nécessaires pour décrire l'ellipse de polarisation dans le plan x, y . En effet, I et Q nous donnent A_x^2 et A_y^2 , et U nous fournit ϕ :

$$\begin{aligned} U = I_x^{45} - I_y^{45} &= \langle |\frac{1}{\sqrt{2}}(E_x + E_y)|^2 \rangle - \langle |\frac{1}{\sqrt{2}}(-E_x + E_y)|^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2}|A_x + A_y e^{i\phi}|^2 - \frac{1}{2}| -A_x + A_y e^{i\phi}|^2 \\ &= \frac{1}{2}|A_x + A_y(\cos \phi + i \sin \phi)|^2 - \frac{1}{2}| -A_x + A_y(\cos \phi + i \sin \phi)|^2. \end{aligned}$$

En développant l'équation on obtient finalement :

$$U = 2A_x A_y \cos \phi. \quad (5.14)$$

On peut également voir comment les paramètres de Stokes se transforment lorsqu'on passe d'une base de référence à une autre. Pour cela, on suppose que l'on veut passer de la base (x, y) à la base (a, b) où l'axe a fait un angle α avec l'axe x (cf. figure 5.1) :

$$\begin{pmatrix} E_a \\ E_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (5.15)$$

ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} Q_{ab} &= \langle |E_a|^2 \rangle - \langle |E_b|^2 \rangle \\ &= |A_x \cos \alpha + A_y e^{i\phi} \sin \alpha|^2 - |-A_x \sin \alpha + A_y e^{i\phi} \cos \alpha|^2 \\ &= (A_x^2 - A_y^2) \cos 2\alpha + 2A_x A_y \cos \phi \sin 2\alpha \\ &= Q_{xy} \cos 2\alpha + U_{xy} \sin 2\alpha. \end{aligned} \quad (5.16)$$

On fait un calcul similaire pour U_{ab} en remplaçant simplement α par $\alpha + \pi/4$ et on obtient :

$$U_{ab} = -Q_{xy} \sin 2\alpha + U_{xy} \cos 2\alpha. \quad (5.17)$$

À l'aide de ces équations et sachant que l'intensité est conservée, la relation qui permet de transformer les paramètres de Stokes d'une base d'origine (x, y) en une base (a, b) dont l'axe a fait l'angle α avec x est donnée par :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}_{ab} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ 0 & -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}_{xy}, \quad (5.18)$$

Degré et angle de polarisation

Pour pouvoir interpréter physiquement la polarisation, on introduit deux quantités, le degré et l'angle de polarisation p et ψ tels que :

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad (5.19)$$

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right). \quad (5.20)$$

L'angle de polarisation est défini entre $[-\pi/2, +\pi/2]$ et le degré de polarisation entre 0 et 1, $p = 0$ et $p = 1$ correspondant respectivement à une lumière non polarisée et une lumière totalement polarisée. On a donc en général $I^2 \geq Q^2 + U^2$, où l'égalité correspond au cas où le rayonnement est totalement polarisé et $>$ correspond à une polarisation partielle de la lumière.

Dans le formalisme de Jones, l'action d'un élément optique sur le vecteur champ électrique était décrit par des matrices 2×2 . Dans le formalisme des paramètres de Stokes, ceci est décrit par des matrices 3×3 , dites matrices de Mueller.

5.2.2 Matrices de Mueller

L'action d'un composant optique sur les paramètres de Stokes du rayonnement incident est décrit par sa matrice de Mueller M , comme :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}_{out} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}_{in}. \quad (5.21)$$

On peut définir la matrice de Mueller M d'un composant optique à partir des éléments de sa matrice de Jones (équation (5.6)) comme :

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} |J_{00}|^2 + |J_{01}|^2 + |J_{10}|^2 + J_{11}^2 & |J_{00}|^2 - |J_{01}|^2 + |J_{10}|^2 - |J_{11}|^2 & 2\text{Re}(J_{00}J_{01} + J_{10}J_{11}) \\ |J_{00}|^2 + |J_{01}|^2 - |J_{10}|^2 - J_{11}^2 & |J_{00}|^2 - |J_{01}|^2 - |J_{10}|^2 + |J_{11}|^2 & 2\text{Re}(J_{00}J_{01} - J_{10}J_{11}) \\ 2\text{Re}(J_{00}J_{10} + J_{01}J_{11}) & 2\text{Re}(J_{00}J_{10} - J_{01}J_{11}) & 2\text{Re}(J_{00}J_{11} + J_{01}J_{10}) \end{pmatrix}. \quad (5.22)$$

Si le composant optique est orienté suivant un axe différent de l'axe x de référence, l'analogue de (5.15) est :

$$M_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & -\sin 2\alpha \\ 0 & \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \end{pmatrix} M \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ 0 & -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha \end{pmatrix} \quad (5.23)$$

Pour reprendre les cas des éléments optiques pertinents pour la suite de ce travail, polariseurs linéaires et lame demi-onde, en utilisant les équations (5.7) et (5.22), la matrice de Mueller d'un polariseur devient :

$$M_{pol} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x^2 + p_y^2 & p_x^2 - p_y^2 & 0 \\ p_x^2 - p_y^2 & p_x^2 + p_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_x p_y \end{pmatrix}. \quad (5.24)$$

Si on choisit un polariseur qui ne transmet que la polarisation suivant l'axe des x ($p_x = 1$ et $p_y = 0$), l'équation (5.24) se transforme en :

$$M_{pol} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.25)$$

Une lame demi-onde parfaite a quant à elle une matrice de Mueller associée :

$$M_{HWP} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (5.26)$$

Lorsque celle-ci a son axe rapide qui fait l'angle α avec l'axe x , alors d'après (5.23), celle-ci devient :

$$M_{HWP}(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\alpha & \sin 4\alpha \\ 0 & \sin 4\alpha & -\cos 4\alpha \end{pmatrix}. \quad (5.27)$$

5.2.3 Mesure des paramètres de Stokes

Le formalisme de Stokes est le plus adapté à l'expérience car il peut être naturellement associé aux mesures, en effet comme on l'a vu, chaque paramètre est homogène à une intensité. En principe, un détecteur sensible à la polarisation est équivalent à un système constitué d'un polariseur linéaire placé devant un détecteur de puissance totale. En reprenant les notations de la Fig. 5.1 et les relations (5.25) et (5.23), un tel détecteur observant dans la direction \mathbf{r} , orienté suivant α_t , mesure :

$$\begin{aligned} m_t(\mathbf{r}) &= I_t^a(\mathbf{r}) \\ &= \frac{I(\mathbf{r}) + Q_t^{a,b}(\mathbf{r})}{2} \\ &= \frac{1}{2}[I(\mathbf{r}) + Q(\mathbf{r}) \cos 2\alpha_t + U(\mathbf{r}) \sin 2\alpha_t] + n_t, \end{aligned} \quad (5.28)$$

où n_t représente le bruit instrumental. Une mesure est donc une combinaison linéaire des trois paramètres de Stokes. Pour reconstruire les paramètres I , Q et U il faut donc prendre au moins trois mesures à trois angles distincts pour un même point observé. Généralement, un point est observé plusieurs fois, il faudra donc étendre cette équation pour pouvoir combiner toutes les mesures à différents angles, relatives à un même pixel de la carte qu'on veut reconstruire, pour pouvoir estimer au mieux les paramètres I , Q , U . C'est ce que l'on verra dans la section 6.1.4. Dans la même section, on verra également comment *NIKA2* utilise une lame demi-onde pour reconstruire la polarisation du rayonnement.

Ce chapitre a décrit le formalisme nécessaire à l'étude de la polarisation de la lumière. Le prochain chapitre donne une description du module polarisé de *NIKA2*.

CHAPITRE 6

Module polarisé de *NIKA2*

Sommaire

6.1 Principe de la mesure de la polarisation avec <i>NIKA2</i>	81
6.1.1 La lame demi-onde en rotation continue	83
6.1.2 Les détecteurs et le polariseur	83
6.1.3 Modulation par la lame demi-onde et traces temporelles	84
6.1.4 Cartographie	85
6.2 Mise en pratique	89
6.2.1 Contraintes expérimentales	90
6.2.2 Parasite synchrone avec la rotation de la lame	91

Outre les mesures classiques d'intensité totale, *NIKA2* a également la possibilité de mesurer la polarisation linéaire du rayonnement incident. Comme rappelé sur la figure 6.2, un polariseur sépare le rayonnement à 1 mm dans le cryostat entre les deux matrices A1 et A3. Afin de moduler la polarisation incidente davantage que par la simple rotation du ciel, nous utilisons une lame demi-onde en rotation continue à quelques Hz. Celle-ci est placée devant le cryostat, à température ambiante lorsque *NIKA2* est utilisé en mode polarisé, afin d'éviter des dissipations thermiques si celle-ci se trouvait à l'intérieur du cryostat. Elle est écartée lorsque l'instrument est utilisé pour des mesures d'intensité seule.

Dans cette partie, je présente les éléments principaux de la mesure de la polarisation, depuis la génération des traces temporelles jusqu'à leur projection sur des cartes. En suivant le trajet optique, je commence par évoquer la lame demi-onde (section 6.1.1), puis l'ensemble polariseur-détecteurs (section 6.1.2). Je présente ensuite comment l'ensemble produit les mesures particulières de *NIKA2* (section 6.1.3). Pour conclure la description formelle de la mesure, la projection des cartes des paramètres de Stokes finaux est présentée en section 6.1.4. La section 6.2.2 quant à elle, revient sur un effet systématique propre à la mesure de la polarisation avec une lame demi-onde en rotation continue devant un polariseur et qui doit être traité avant la projection des cartes.

6.1 Principe de la mesure de la polarisation avec *NIKA2*

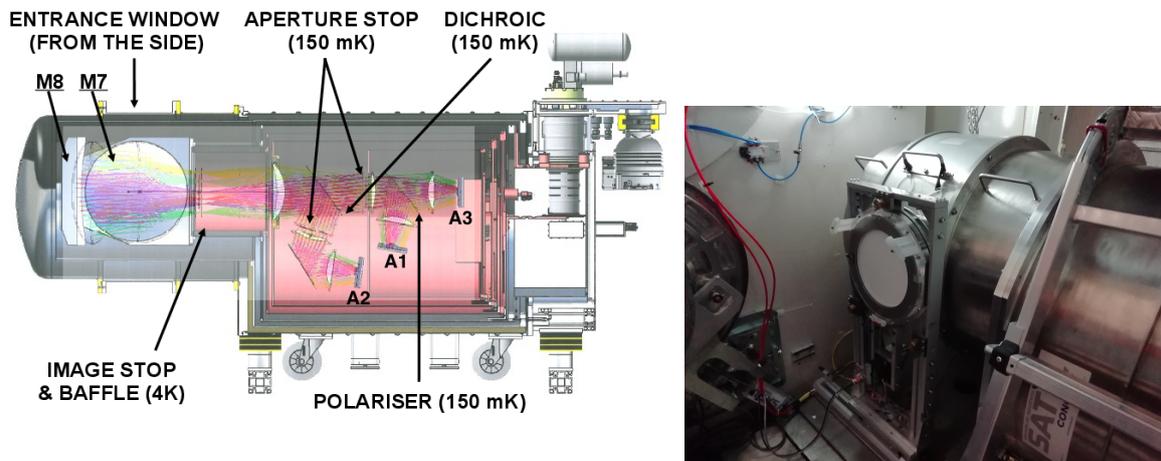


FIGURE 6.1 – **Gauche** : Vue du cryostat de *NIKA2* en coupe et présentation du trajet optique du rayonnement incident. L'élément séparateur entre les deux matrices A1 et A3 est un polariseur. Celui-ci transmet la polarisation verticale sur A3 et réfléchit la polarisation horizontale sur A1. **Droite** : Photo du cryostat de *NIKA2* dans la cabine du télescope. Ici la lame demi-onde est placée devant l'entrée du cryostat.

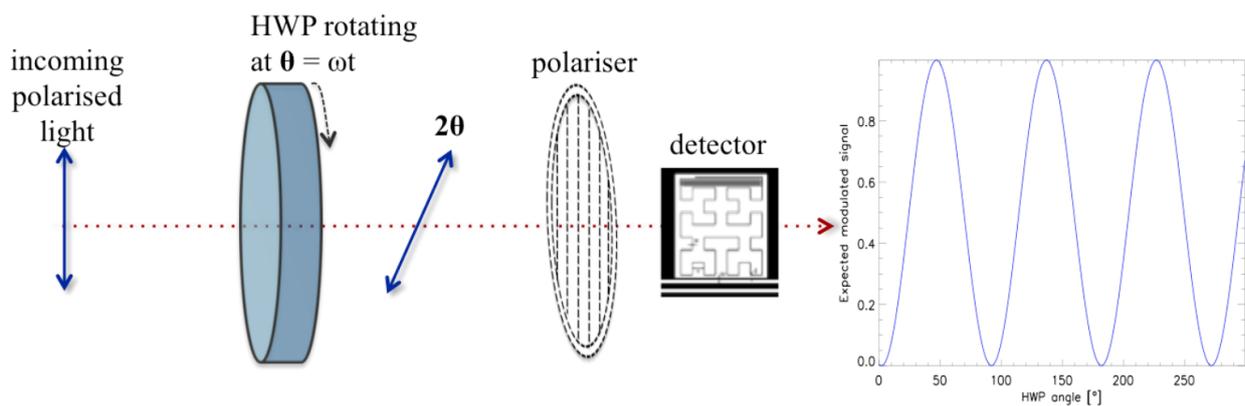


FIGURE 6.2 – Schéma de la configuration instrumentale permettant la détection de la polarisation dans *NIKA2*. La lumière incidente passe à travers une lame demi-onde et un polariseur permettant la sélection de l'orientation de la polarisation linéaire. Le signal est ensuite détecté par un KID placé à l'intérieur du cryostat. Figure extraite de (Ritacco, 2016).

6.1.1 La lame demi-onde en rotation continue

Après des tests pionniers par [Hildebrand et al. \(1984\)](#), la mesure de la polarisation dans le domaine millimétrique à l'aide d'une lame demi-onde a été mise de côté pendant plusieurs années, principalement à cause de la difficulté à séparer les modulations parasites du signal polarisé astrophysique. Avec l'amélioration des technologies, l'utilisation d'une lame demi-onde se fait progressivement une place dans le domaine d'observations millimétriques comme on peut le voir dans des expériences telles que *Maxipol* ([Johnson et al., 2007](#)), *SPIDER* ([Crill et al., 2008](#)), *EBEX* ([Reichborn-Kjennerud et al., 2010](#)), *Polarbear* ([Kermish et al., 2012](#)), *BLAST-Pol* ([Moncelsi et al., 2014](#)), *ABS* ([Kusaka et al., 2014](#)), *Advanced ACTPol* ([Henderson et al., 2016](#)) et *PILOT* ([Misawa et al., 2014](#)). Elles sont aussi considérées comme une option importante dans le design de futurs satellites tels que *LiteBIRD* ([Matsumura et al., 2014](#)) ou des futures générations d'instruments au sol comme *CMB-S4* ([Abazajian et al., 2016](#)). La rotation de la lame peut être de type "pas à pas" (*stepped*) (e.g. *PolarBear* ([Kermish et al., 2012](#))) ou continue, ce qui est le cas pour *EBEX*, *ABS* ou *NIKA2* ([Ritacco et al., 2015](#)). Il existe différents mécanismes permettant de faire tourner une lame demi-onde. Par exemple, la lame de *NIKA2* utilise un moteur pas à pas et une courroie à température ambiante, tandis que la lame de *EBEX* est maintenue en lévitation par un support magnétique supra-conducteur dans l'enceinte à 4 K ([The EBEX Collaboration et al., 2018](#)) ce qui permet de réduire les dissipations thermiques et frictions mécaniques des roulements à billes classiques. Dans le cas de *NIKA2*, la lame est composée d'un empilement de metal mesh conçu par [Pisano et al. \(2016\)](#).

6.1.2 Les détecteurs et le polariseur

La forme géométrique du méandre inductif des LEKIDs est basée sur une fractale de Hilbert ([Roesch et al., 2012](#)), celle-ci permet au détecteur d'être sensible aux deux polarisations linéaires du rayonnement incident comme cela est représenté sur la figure 6.3. C'est cette particularité qui nécessite l'utilisation d'un polariseur de manière à sélectionner une direction de polarisation. Dans le cas de *NIKA2*, ce polariseur transmet une direction de polarisation sur une des matrices à 1 mm et réfléchit l'autre sur la deuxième matrice à 1 mm. Ce mécanisme permet de récupérer la totalité de la lumière polarisée et donc d'améliorer la sensibilité de l'instrument en polarisation.

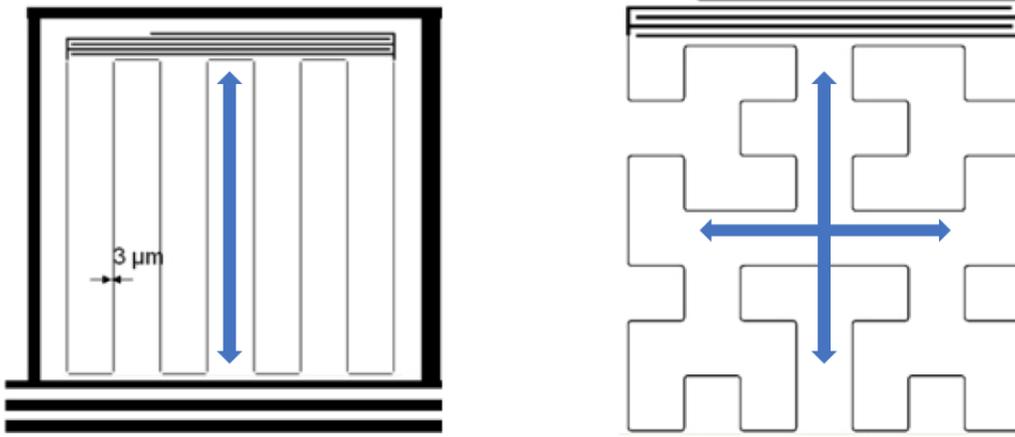


FIGURE 6.3 – **Gauche** : Représentation d’une géométrie classique de LEKID, sensible à une orientation de la polarisation de la lumière (ici la polarisation verticale car le méandre est vertical). **Droite** : Représentation d’un LEKID avec une géométrie de type Hilbert, sensible aux deux directions de polarisation, sans préférence de direction d’absorption. Figures extraites de (Roesch et al., 2012).

6.1.3 Modulation par la lame demi-onde et traces temporelles

Comme présenté dans le chapitre 5, la lame demi-onde va faire tourner la polarisation incidente et le polariseur va sélectionner la polarisation détectée par l’une ou l’autre des deux matrices à 1 mm.

Nous choisissons les axes de référence de notre système comme suit :

- l’axe z est l’axe optique du cryostat, orienté du ciel vers les détecteurs
- l’axe x est la direction passante du polariseur, orienté vers le haut
- l’axe y est tel que (x, y, z) forme un système d’axes orthonormé direct

Si l’on note ω_t l’angle à l’instant t entre l’axe x et l’axe ordinaire de la lame, alors d’après l’équation (5.27), la Matrice de Mueller de la lame supposée idéale est :

$$M_{HWP}(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\omega_t & \sin 4\omega_t \\ 0 & \sin 4\omega_t & -\cos 4\omega_t \end{pmatrix}. \quad (6.1)$$

La matrice de Mueller du polariseur, supposé idéal lui aussi est donnée par (5.25). Il faut enfin tenir compte de l’orientation du système de coordonnées du ciel dans lequel sont définis les paramètres de Stokes (I, Q, U) du rayonnement incident que l’on veut reconstruire par rapport à (x, y) . Conformément à la convention IAU, le méridien local sur le ciel, orienté vers le Nord définit la direction pour laquelle l’angle de polarisation vaut 0. Les angles sont ensuite mesurés dans le sens trigonométrique, positifs vers l’Est sur le ciel. Notons alors ψ l’angle entre le méridien projeté sur le cryostat l’axe x . Notons simplement $(I, Q, U)_t$ les paramètres de Stokes du rayonnement incident à l’instant t dans ce repère, le signal $(I, Q, U)_{KID}$ reçu par un KID de la matrice A3 en transmission est alors :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}_{KID} = M_{pol} M_{HWP} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi_t & \sin 2\psi_t \\ 0 & -\sin 2\psi_t & \cos 2\psi_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}_t \quad (6.2)$$

Le KID étant non polarisé, il est sensible à l’intensité totale I_{KID} et mesure donc

$$m_t^k = \frac{1}{2} [I_t + Q_t \cos(4\omega_t + 2\psi_t) + U_t \sin(4\omega_t + 2\psi_t)] \quad (6.3)$$

Notons ν_{HWP} la fréquence de rotation mécanique de la lame. Alors $\omega = 2\pi\nu_{HWP}t$, ce qui fait que la lame demi-onde module la polarisation incidente à 4 fois sa fréquence de rotation.

6.1.4 Cartographie

Ainsi donc, d'après l'équation (6.3), à chaque instant, un échantillon de données mesure une combinaison linéaire des trois paramètres de Stokes. C'est également le cas pour les autres expériences mentionnées au chapitre 3, *Planck* en particulier. On pourrait donc appliquer les mêmes méthodes de cartographie "optimales" que ces expériences aux données de *NIKA2*. Cependant, la rotation rapide et continue de la lame demi-onde nous permet de mettre en oeuvre une autre méthode, dite de "démodulation", qui offre plusieurs avantages dans notre cas particulier. Le prochain paragraphe présente cette méthode, le suivant montre qu'elle est équivalente à une cartographie optimale dans le cas théorique d'un bruit blanc.

Démodulation

La méthode que je décris ici a été présentée tout d'abord par (Johnson et al., 2007) et a également été implémentée dans *NIKA* (Ritacco et al., 2017). Le spectre de puissance d'une simulation de TOI d'une source ponctuelle polarisée est représenté sur la figure 6.4. On se concentre pour l'instant sur le panneau du haut, qui représente le signal avant la démodulation. Le signal non polarisé (en cyan) et polarisé (en vert) montrent une série de pics aux harmoniques de la fréquence de balayage du ciel, dus à une stratégie de scan quasi-périodique de la source. Ces pics sont atténués par le lobe qui agit comme un filtre passe bas, la fréquence de coupure du beam permet notamment de bien définir les bandes de fréquences de l'intensité et de la polarisation. Les bandes de fréquences de l'intensité et polarisation sont bien séparées, avec la polarisation modulée à haute fréquence, ainsi on peut facilement appliquer un filtre passe bas de manière à récupérer uniquement la contribution en intensité d'une TOI, qu'on note TOI_I .

L'idée de la démodulation est similaire et nous permet d'isoler les composantes de la polarisation de l'intensité. Pour cela, de la même manière que pour une détection synchrone classique, on multiplie la TOI d'un KID k (cf. équation (6.3)) par $\cos(4\omega_t + 2\psi_t)$,

$$\begin{aligned} m_k \times \cos(4\omega_t + 2\psi_t) &= \frac{1}{2} \{ I \cos(4\omega_t + 2\psi_t) + \rho Q \cos^2(4\omega_t + 2\psi_t) \\ &+ \rho U \sin(\omega_t + 2\psi_t) \cos(4\omega_t + 2\psi_t) \} + n_k(t) \cos(4\omega_t + 2\psi_t) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ I \cos(4\omega_t + 2\psi_t) + \frac{\rho Q}{2} + \frac{\rho Q}{2} \cos(8\omega_t + 4\psi_t) + \frac{\rho U}{2} \sin(8\omega_t + 4\psi_t) \right\} \\ &+ n_k(t) \cos(4\omega_t + 2\psi_t). \end{aligned} \quad (6.4)$$

Cette opération isole la moitié de la contribution de Q à basse fréquence tandis qu'elle module l'intensité à 4ω et le reste de la polarisation à 8ω . Ceci est illustré sur le panneau bas de la figure 6.4 qui représente le signal après démodulation. Il nous suffit alors d'appliquer le même filtre passe-bas que pour l'intensité, pour rejeter les contributions de I et U , et obtenir TOI_Q .

Le raisonnement se reconduit en "démodulant" m_k par cette fois-ci $\sin(4\omega_t + 2\psi_t)$ pour obtenir TOI_U . Finalement, la démodulation nous permet d'obtenir trois timelines de "purs" I , Q et U par détecteur. Il faut remarquer, que pendant la durée d'intégration équivalent à un échantillon de données

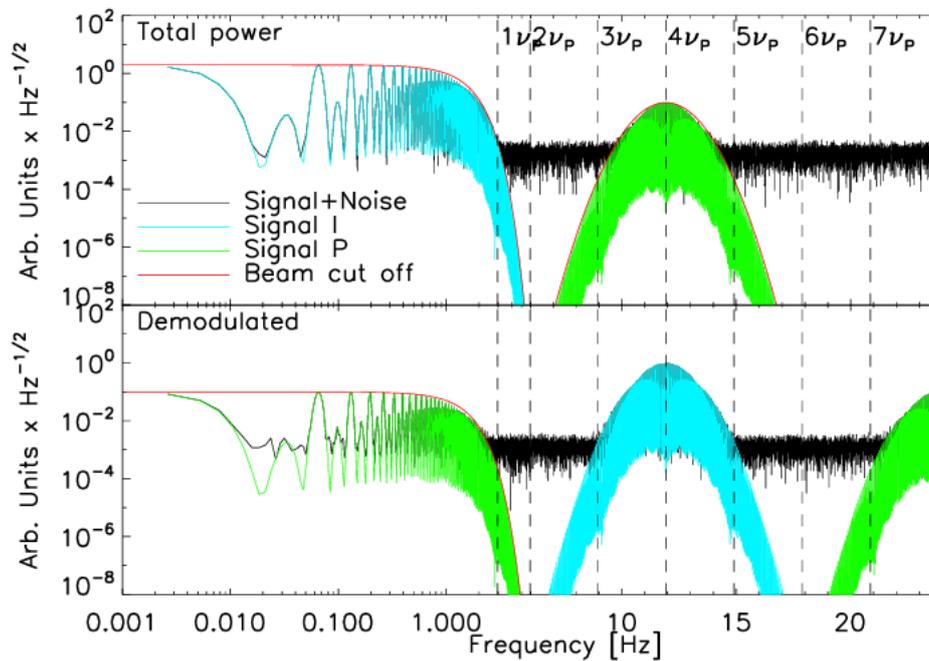


FIGURE 6.4 – Spectres de puissance d’une simulation d’une TOI pour l’observation d’une source ponctuelle polarisée. Le signal non polarisé et polarisé sont représentés respectivement en cyan et en vert. Le panneau du haut et du bas représente respectivement le signal avant et après démodulation. Avant démodulation, le signal polarisé est centré autour de la quatrième harmonique de la fréquence de rotation de la lame tandis que le signal non polarisé reste à basse fréquence. Après démodulation, la moitié du signal polarisé (Stokes Q ou U) est déplacé à basse fréquence tandis que le reste du signal polarisé et le signal non polarisé (Stokes I) sont déplacés à haute fréquence. Extrait de (Ritacco et al., 2017)

$1/47 \text{ Hz} \approx 0.02 \text{ ms}$, la lame tournant à 2.98 Hz parcourt 22.8° . Il faut prendre ceci en compte et démoduler plutôt par la moyenne de $\cos 4\omega$ et $\sin 4\omega$ sur cette durée, plutôt que par les cos et sin de l'angle moyen sur l'échantillon. Ceci équivaut à prendre un compte une efficacité de polarisation de 0.89 plutôt que 1, pour l'étalonnage absolu de Q et U , indépendamment de I .

L'intérêt majeur de cette technique, outre la simplicité plus tard pour coadditionner ces TOI sur des cartes, est que le bruit qui affecte alors $TOI_{Q,U}$ provient de la bande définie par le lobe autour de $4\nu_{HWP}$, c'est à dire dans notre cas autour de 12 Hz , donc là où le bruit de mesure est blanc, loin après les basses fréquences de l'atmosphère et du bruit électronique (cf. 6.7).

Il reste alors à co-additionner ces termes sur des cartes. De façon classique, on pondère chaque échantillon par l'inverse de sa variance, ici estimée comme la déviation standard des $TOI_{I,Q,U}$ en l'absence de signal. Pour un pixel p donné d'une carte, on a donc :

$$I_p = \frac{\sum_k \sum_{t \in p} TOI_I^k(t) / \sigma_{kI}^2}{\sum_k \sum_{t \in p} 1 / \sigma_{kI}^2} \quad (6.5)$$

$$Q_p = \frac{\sum_k \sum_{t \in p} TOI_Q^k(t) / \sigma_{kQ}^2}{\sum_k \sum_{t \in p} 1 / \sigma_{kQ}^2} \quad (6.6)$$

$$U_p = \frac{\sum_k \sum_{t \in p} TOI_U^k(t) / \sigma_{kU}^2}{\sum_k \sum_{t \in p} 1 / \sigma_{kU}^2} \quad (6.7)$$

Cartographie optimale

Dans ce paragraphe, on fait le lien entre les méthodes optimales de maximum de vraisemblance pour la production de cartes de polarisation et la méthode précédente. Pour cela, on généralise l'équation (6.3) en considérant l'ensemble des mesures effectuées par tous les détecteurs lors d'une observation :

$$M_t = A_{tp} S_p + N_t, \quad (6.8)$$

M_t est le vecteur qui regroupe les n mesures, S_p est le vecteur qui regroupe toutes les mesures des paramètres de Stokes de chaque pixel p et N_t est le vecteur contenant le bruit à chaque instant de mesure.

$$S_p = \begin{pmatrix} I_1 \\ Q_1 \\ U_1 \\ \vdots \\ I_n \\ Q_n \\ U_n \end{pmatrix}, \quad m_t = \begin{pmatrix} m_1(t) \\ \vdots \\ m_n(t) \end{pmatrix}, \quad N_t = \begin{pmatrix} N_1(t) \\ \vdots \\ N_n(t) \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

A est la matrice de pointage, elle contient les coordonnées du pixel et les angles d'analyse de la polarisation et sera détaillée un peu plus loin (eq. 6.15). On détermine le vecteur de Stokes S_p en minimisant le χ^2 du système :

$$\chi^2 = (M - AS)^T N^{-1} (M - AS), \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial S} = 0. \quad (6.10)$$

La solution est :

$$S = (A^T \mathcal{N}^{-1} A)^{-1} A^T \mathcal{N}^{-1} M, \quad (6.11)$$

où $\mathcal{N} = \langle NN^T \rangle$ est la matrice de covariance du bruit. La matrice de variance du vecteur de Stokes, qui va prendre en compte les bruits dans chaque pixel et des corrélations entre ces derniers, notée Σ est donnée par le premier terme de l'équation précédente :

$$\Sigma = (A^T \mathcal{N}^{-1} A)^{-1}. \quad (6.12)$$

Afin de reconstruire les cartes des paramètres de Stokes, il faut résoudre le système donné par l'équation (6.11). Cela implique l'inversion de larges matrices et pose plusieurs difficultés :

- pour des milliers de détecteurs, échantillonnés à 47 Hz pendant des dizaines de minutes, la taille des matrices en jeu est importante et leur inversion difficile numériquement et coûteuse en mémoire et temps de calcul
- Il s'agit d'estimer correctement la matrice \mathcal{N} à partir des données
- Dans le cas de NIKA2 en particulier où l'atmosphère contribue fortement aux mesures à basses fréquences temporelles, la matrice \mathcal{N} est loin d'être diagonale et ne peut donc être simplifiée.

Dans la mesure où la lame demi-onde offrait la possibilité de démoduler les données, nous avons donc choisi de ne pas nous heurter à ces difficultés. Afin de montrer comment les deux méthodes se rejoignent, on se place dans le cadre idéal d'un bruit blanc identique par détecteur de déviation standard σ . La matrice \mathcal{N} est alors diagonale et s'écrit :

$$\mathcal{N} = \text{diag}(\sigma^2). \quad (6.13)$$

On peut alors écrire la matrice de variance comme :

$$\Sigma^{-1} = \frac{1}{\sigma^2} A^T A. \quad (6.14)$$

Sous cette condition on peut réduire la dimension des objets que l'on manipule et résoudre l'équation (6.11) en traitant chacun des pixels indépendamment. La matrice de pointage A en fonction de l'indice du pixel p peut alors s'écrire :

$$A_p = \begin{pmatrix} 1 & \cos(4\omega t_1 + 2\psi_1(t)) & \sin(4\omega t_1 + 2\psi_1(t)) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \cos(4\omega t_n + 2\psi_n(t)) & \sin(4\omega t_n + 2\psi_n(t)) \end{pmatrix}. \quad (6.15)$$

On s'intéresse d'abord au premier terme de l'équation (6.11) $(A^T \mathcal{N}^{-1} A)^{-1}$:

$$(A_p^T \mathcal{N}^{-1} A_p)^{-1} = \sigma^2 \begin{pmatrix} n & \sum_i \cos(4\omega t_i + 2\psi_i) & \sum_i \sin(4\omega t_i + 2\psi_i) \\ \sum_i \cos(4\omega t_i + 2\psi_i) & \sum_i \cos^2(4\omega t_i + 2\psi_i) & \sum_i \cos(4\omega t_i + 2\psi_i) \sin(4\omega t_i + 2\psi_i) \\ \sum_i \sin(4\omega t_i + 2\psi_i) & \sum_i \cos(4\omega t_i + 2\psi_i) \sin(4\omega t_i + 2\psi_i) & \sum_i \sin^2(4\omega t_i + 2\psi_i) \end{pmatrix}. \quad (6.16)$$

Il a été montré par Couchot et al. (1999) que si les angles des détecteurs sont uniformément répartis sur 180° alors les sommes de cosinus et sinus s'annulent. Cette condition est respectée dans le cas de

NIKA2, en effet, la rotation rapide de la lame demi-onde assure une couverture angulaire optimale de chaque pixel, ces derniers étant observés sur une large gamme d'orientations. On obtient alors :

$$(A_p^T \mathcal{N}_p^{-1} A_p)^{-1} = \frac{\sigma^2}{n} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}. \quad (6.17)$$

Le deuxième terme de l'équation (6.11) est donné par :

$$(A_p^T \mathcal{N}_p^{-1} M_p) = \frac{1}{\sigma^2} \begin{pmatrix} \sum_t m_t \\ \sum_t \cos(4\omega_t + 2\psi_t) m_t \\ \sum_t \sin(4\omega_t + 2\psi_t) m_t \end{pmatrix}. \quad (6.18)$$

Finalement à l'aide des équations (6.11), (6.17) et (6.18), on retrouve l'estimation du vecteur des paramètres de Stokes $\hat{\mathbf{S}}$:

$$\hat{\mathbf{S}} = \begin{pmatrix} \sigma^2/n \sum_i m_i \\ 2\sigma^2/n \sum_i \cos(4\omega_i + 2\psi_i) m_i \\ 2\sigma^2/n \sum_i \sin(4\omega_i + 2\psi_i) m_i \end{pmatrix}, \quad (6.19)$$

On constate alors que ces estimations de I , Q et U correspondent à la co-addition des $TOI_{I,Q,U}$ du paragraphe précédent, dans le cas où les angles sont uniformément répartis.

Remarque : L'équation (6.17) donne la variance sur les paramètres de Stokes. On constate que dans le cas idéal proposé ici, l'incertitude sur la polarisation est nécessairement $\sqrt{2}$ fois plus grande que l'incertitude sur l'intensité totale :

$$\sigma_I = \sigma \sqrt{\frac{1}{n}} \quad (6.20)$$

$$\sigma_{Q,U} = \sigma \sqrt{\frac{2}{n}}. \quad (6.21)$$

6.2 Mise en pratique

Le paragraphe précédent présentait le principe de la mesure de la polarisation avec une lame demi-onde en rotation continue et rapide devant un polariseur fixe. Dans cette partie, on étudie comment cela se répercute en pratique sur les observations et l'instrument (section 6.2.1). Je présente également le signal parasite synchrone induit par la lame (section 6.2.2), avant de mentionner l'impact de l'atmosphère et du bruit électronique (section 7.2).

6.2.1 Contraintes expérimentales

Contraintes sur la fréquence d'échantillonnage

D'après l'équation (6.3), on peut donc reconstruire l'ensemble des paramètres de Stokes incident depuis un point du ciel en un quart de période de rotation de la lame. Pour pouvoir résoudre cette équation, il faut par ailleurs au moins 3 points de mesure. Ceci impose donc que la fréquence d'acquisition des détecteurs soit :

$$\nu_{\text{sampling}} \geq 3\nu_{\text{HWP}} \quad (6.22)$$

Le pilotage de l'acquisition de NIKA2 a plusieurs particularités. D'une part, la fréquence d'échantillonnage ne peut pas prendre de valeur arbitraire, mais seulement des valeurs fonction des 500 MHz du convertisseur analogique digital, typiquement 23.84Hz ou 47.7Hz. D'autre part, le moteur qui entraîne la lame demi-onde est synchrone avec l'acquisition des détecteurs, ce qui fait que la lame tourne également à des vitesses multiples de l'échantillonnage des détecteurs.

En pratique, nous avons donc choisi 4 points par quart de tour pour faire mieux que la limite de 3 points par quart de période sans trop augmenter le volume des données. Pour une fréquence d'acquisition de $\nu_{\text{sampling}} = 47.7$ Hz. La lame demi-onde tourne donc à $\nu_{\text{HWP}} = 2.98$ Hz.

Première contrainte sur le balayage du ciel

Le ciel doit être observé avec assez de points de mesure par beam de manière à respecter le critère de Nyquist d'échantillonnage de la carte finale. Le profil des lobes réels n'étant pas limité en fréquence à strictement parler, ce critère ne peut être vraiment atteint. On prend toutefois au moins entre 2 et 3 échantillons par FWHM. Notons N_{Nyquist} la valeur choisie pour ce paramètre. La lame demi-onde permet une mesure complète de I , Q et U par quart de tour. La vitesse de balayage v doit donc être telle que :

$$\nu_{\text{scan}}^{\text{max}} = \frac{4\nu_{\text{HWP}} \text{FWHM}}{N_{\text{Nyquist}}}. \quad (6.23)$$

En prenant une valeur conservative de FWHM=11 arcsec pour NIKA2, en choisissant 3 points par FWHM, et une rotation de la lame à 2.98 Hz, on trouve $\nu_{\text{scan}}^{\text{max}} = 43.7$ arcsec/s.

Deuxième contrainte sur le balayage du ciel

La tâche de diffraction de l'instrument impose une limite à la taille des structures mesurables sur le ciel. Couplée à la vitesse de balayage du ciel, cette limite se traduit par un filtre passe-bas temporel. En effet, si l'on suppose une tâche de diffraction parfaitement gaussienne de paramètre σ et une vitesse de balayage du ciel v , alors le profil gaussien du lobe s'écrit :

$$G(x) \sim e^{-x^2/2\sigma^2} = e^{-(vt)^2/2\sigma^2} = e^{-t^2/2\sigma_t^2} \quad (6.24)$$

La transformée de Fourier de cette gaussienne temporelle est une gaussienne de largeur $\sigma_\nu = 1/2\pi\sigma_t$ dans l'espace des fréquences, soit :

$$\sigma_\nu = \frac{v}{2\pi\sigma}. \quad (6.25)$$

À plus basses fréquences en revanche, c'est la façon de balayer le ciel, plus ou moins périodique, qui va répartir le signal aux différentes fréquences temporelles. Tout le contenu fréquentiel du signal est

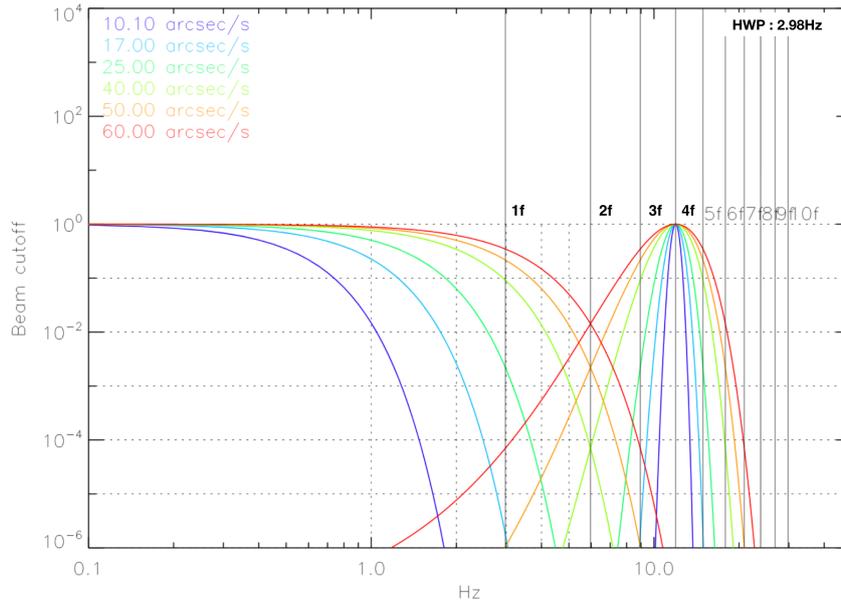


FIGURE 6.5 – Simulation des bandes passantes effectives en intensité totale et polarisation pour le canal 1 mm de *NIKA2*, avec un lobe gaussien de 11 arcsec et une rotation de la lame demi-onde à 2.98 Hz, pour différentes vitesses de balayage du ciel typiques du 30 m (Ponthieu, note interne *NIKA2*).

en tout cas contenu dans cette bande de fréquence, entre 0 et l'atténuation gaussienne de paramètre σ_ν . D'après (6.3), la modulation par la lame demi-onde déplace le contenu polarisé du signal, de part et d'autre de $4\nu_{HWP}$. La figure 6.5 illustre cet effet, en représentant la bande passante induite par le lobe à basse fréquence et s'appliquant à l'intensité non polarisée, et la bande passante de part et d'autre de $4\nu_{HWP}$ pour le contenu polarisé. On constate que lorsque la vitesse de balayage est faible, les deux bandes ne se croisent pas, et on comprend alors qu'il est possible par simple filtrage d'isoler les composantes polarisée et non polarisée dans une TOI. Lorsque la vitesse augmente en revanche, ceci n'est plus vrai et une fraction de l'intensité totale se trouve aux mêmes fréquences que la partie purement polarisée (et vice versa), rendant leur séparation plus complexe. Pour une lame demi-onde tournant à 2.98 Hz, si l'on veut limiter à 10^{-4} la contamination de la polarisation par l'intensité totale, il faut donc limiter la vitesse de balayage du ciel à 40 arcsec/s.

6.2.2 Parasite synchrone avec la rotation de la lame

Si la lame demi-onde procure de nombreux avantages en terme de couverture angulaire et de réjection de l'atmosphère et du bruit électronique basse fréquences (cf. 6.1.4), elle est aussi à l'origine d'un signal parasite synchrone avec sa rotation, appelé en anglais HWPSS¹, de plusieurs ordres de grandeur plus grand que le signal que l'on cherche à mesurer.

Définition

Les imperfections de la lame demi-onde modulent le background expérimental et engendrent la création d'un signal parasite synchrone avec la rotation de la lame. Celui-ci a déjà été observé par plusieurs expériences, possédant différentes lames et mécanismes de rotation, telles que *MAXIpol* (Johnson et al., 2007), *EBEX* (Reichborn-Kjennerud et al., 2010), *PolarBear* (Takakura et al., 2017),

1. Half-Wave Plate Synchronous Signal

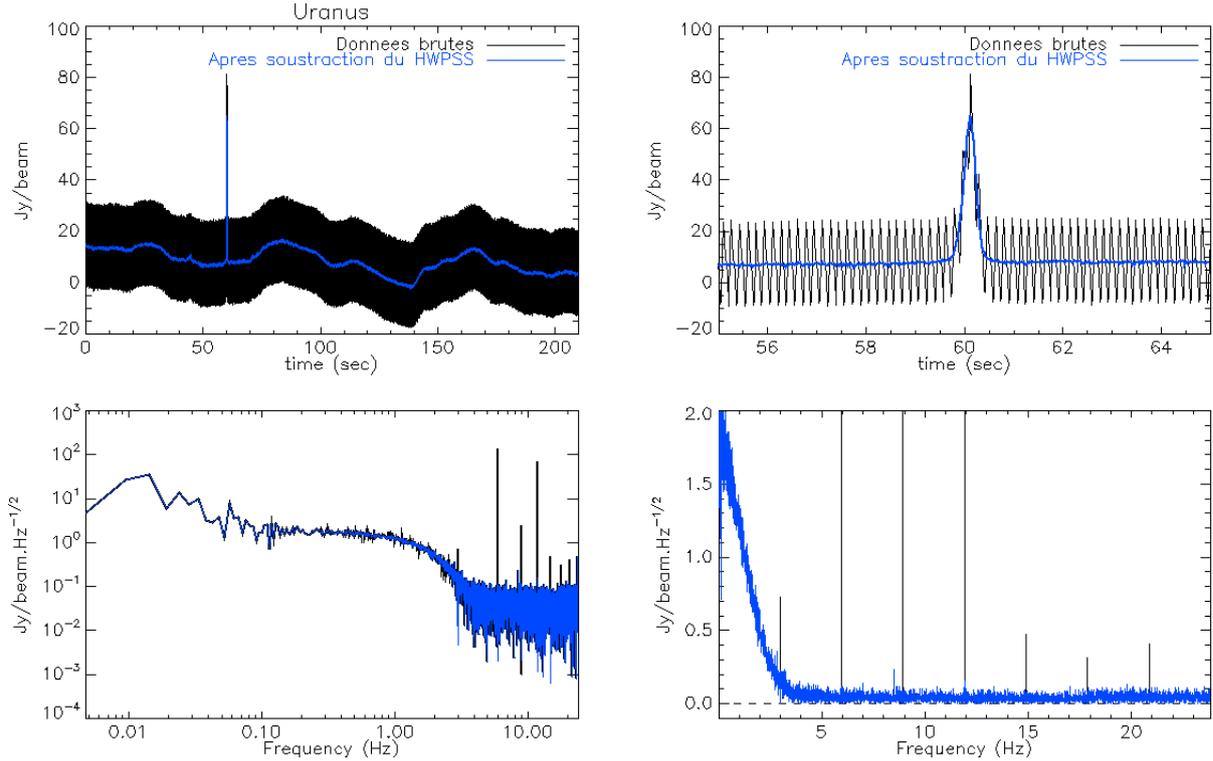


FIGURE 6.6 – **Haut** : TOI d'un KID lors d'une observation d'Uranus sur toute la durée d'un scan ou sur quelques secondes autour du passage sur Uranus. On distingue nettement le parasite synchrone aux harmoniques de la rotation mécanique de la lame demi-onde et l'amplitude du signal vis à vis d'une source aussi forte qu'Uranus. **Bas** : Spectre de puissance de cette TOI avant (noir) et après (bleu) soustraction du parasite en représentation logarithmique et linéaire. On distingue, à très basse fréquence, une remontée de la puissance en $1/f$ due à l'atmosphère principalement, et la coupure du beam à partir de 1 Hz environ.

PILOT (Mangilli et al., 2018) et *NIKA* (Ritacco et al., 2017). La figure 6.6 montre la timeline d'un détecteur obtenue lors d'une observation d'Uranus. Les données brutes sont représentées en noir. Le spectre de puissance montre que le signal parasite est très piqué au niveau des harmoniques de la fréquence de rotation de la lame, et est équivalent à plusieurs dizaines de Jy, le plaçant à plusieurs ordres de grandeurs au-dessus de signaux de quelques dizaines de mJy que l'on veut mesurer dans le milieu interstellaire, faisant de lui l'un des plus gands contributeurs de bruit. Il est donc nécessaire de corriger ce signal des timelines au risque qu'il domine le signal polarisé qui est modulé autour de $4\nu_{HWP}$.

Soustraction

La méthode utilisée pour soustraire ce signal parasite a été utilisée sur des instruments tels que *MAXIpol*, *EBEX* et *NIKA*. Pour cela, le signal est modélisé par une somme de $n = 7$ harmoniques de la fréquence de rotation de la lame ν_{HWP} avec des amplitudes A_n et B_n qui dérivent avec le temps :

$$HWPS S(t) = \sum_{n=1} A_n \cos n\omega_t + B_n \sin n\omega_t, \quad (6.26)$$

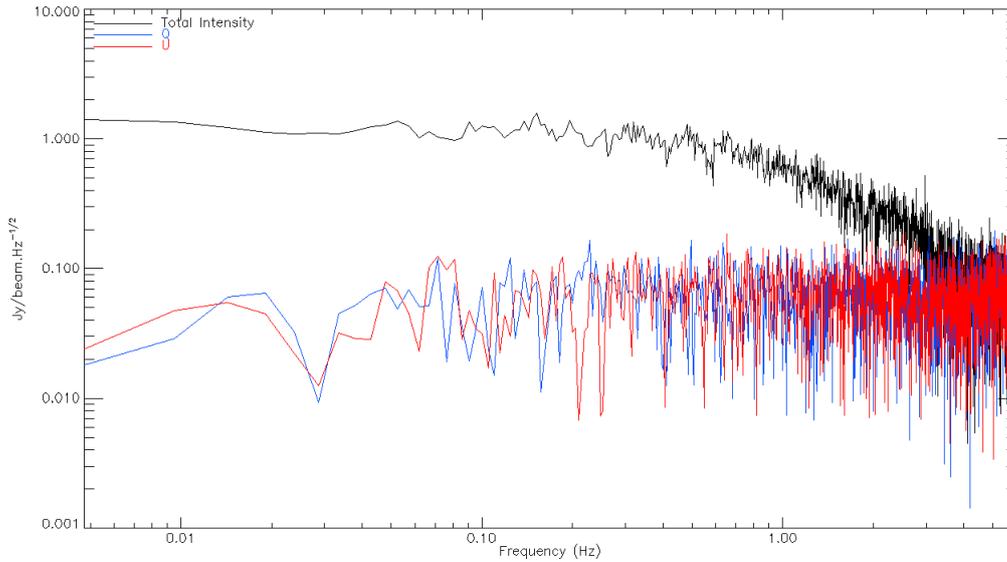


FIGURE 6.7 – Spectre de puissance des TOI_I , TOI_Q et TOI_U obtenues à partir de la TOI initiale du KID présentée sur la figure 6.6 après soustraction du parasite synchrone, démodulation et décorrélation de modes communs pour l’intensité (voir sect. 4.5). On distingue nettement la disparition du bruit atmosphérique en $1/f$ à très basse fréquence et la coupure imposée par le beam sur le signal en intensité totale. En polarisation, pour laquelle il n’y a pas de signal, le spectre de puissance de montre que du bruit blanc.

où :

$$A_n = A_n^0 + \varepsilon_{A_n} t, \quad (6.27)$$

$$B_n = B_n^0 + \varepsilon_{B_n} t, \quad (6.28)$$

avec $\omega = 2\pi\nu_p(t)$. Les termes ε_{A_n} et ε_{B_n} tiennent compte de la dérive des amplitudes A_n et B_n avec le temps. Ce modèle est alors fitté et soustrait aux données observées. Le résultat est représenté en bleu sur les figures 6.6. A l’échelle d’un scan ici de quelques minutes sur un détecteur, on voit que le signal est soustrait au niveau du bruit blanc du détecteur.

L’étape suivante du traitement des données est la démodulation introduite au paragraphe 6.1.4. La figure 6.7 montre les spectres de puissance des TOI_I , TOI_Q et TOI_U ainsi obtenues. On remarque qu’après une soustraction de modes commun, le bruit atmosphérique a fortement diminué dans le spectre de puissance de TOI_I . Quant aux spectres de TOI_Q et TOI_U , ils sont plats. En effet, Uranus n’étant pas polarisée, hormis une faible contamination par la polarisation instrumentale invisible à cette échelle et qui sera discutée au prochain chapitre, il ne doit pas y avoir de signal dans ces TOIs. D’autre part, ces spectres ne montrent aucune remontée basse fréquence. C’est parce que la modulation par la lame demi-onde à $4\nu_{HWP} \simeq 12$ Hz module le signal à des fréquences bien supérieures aux fréquences de genou de l’atmosphère ou du bruit électronique. La lame demi-onde en rotation continue et à plusieurs Hz permet de rejeter ces contributions, sans besoin d’un traitement des TOIs supplémentaire.

Ce chapitre a décrit les éléments principaux permettant la mesure de la polarisation avec *NIKA2* : du système (lame demi-onde/polariseur/KIDs), à la projection des cartes finales de I , Q et U . L’élément

phare du module polarisé de *NIKA2* est la lame demi-onde. Un des principaux avantages de la rotation rapide et continue de la lame est qu'elle permet de naturellement rejeter le bruit atmosphérique à basse fréquence. Cependant elle est aussi à l'origine d'un signal parasite plusieurs ordres de grandeurs plus grand que le signal que l'on désire mesurer. La méthode de soustraction de ce signal parasite a été présentée, et montre qu'il est soustrait au niveau du bruit blanc du détecteur. Afin de qualifier plus précisément les performances de la soustraction du parasite et de la démodulation, il faut intégrer davantage de données. C'est ce dont je discuterai dans le prochain chapitre, au paragraphe 7.2, qui donne des résultats préliminaires sur la sensibilité de *NIKA2* en mode polarisé, obtenus lors de la campagne de test de Décembre 2018. Le prochain chapitre présente la caractérisation préliminaire du module polarisé de *NIKA2* (aussi appelé *NIKA2pol*), réalisée à partir des observations de Décembre 2018.

CHAPITRE 7

Caractérisation préliminaire de *NIKA2pol*

Sommaire

7.1	Polarisation instrumentale : définition et correction	96
7.1.1	Dépendance du <i>leakage</i> par rapport au foyer et à l'élévation	99
7.1.2	Méthode de correction du <i>leakage</i>	101
7.1.3	Mise en oeuvre de la correction	106
7.2	Soustraction du parasite synchrone et sensibilités en mode polarisé	110
7.3	Angle absolu de polarisation	110
7.3.1	Sources polarisées ponctuelles : les quasars	113
7.3.2	Source polarisée diffuse : le Crabe	116
7.4	Discussion	116

La caractérisation de *NIKA2* en mode non-polarisé s'est achevée à l'automne 2017. *NIKA2* commençant à être utilisé pour les Large Programs du consortium et les propositions extérieures de la communauté, les semaines de tests en mode polarisé se sont intercalées entre les observations d'EMIR d'une part, et de *NIKA2* d'autre part, tout en respectant les contraintes instrumentales sur les cycles de refroidissement de *NIKA2*. C'est ainsi que nous avons pu avoir une semaine de télescope tous les 6 mois environ, entre fin 2017 et fin 2018. La première lumière polarisée de *NIKA2* a été obtenue en Novembre 2017. L'analyse des données a alors montré un problème de synchronisation entre la rotation de la lame demi-onde et l'acquisition qui rendait la phase de la lame aléatoire entre deux arrêts et redémarrages, rendant ainsi la comparaison d'observations prises non-consécutivement impossible. Une seconde semaine de test fut programmée en Mars 2018, mais celle-ci fut entièrement perdue à cause d'une tempête de neige. C'est enfin en décembre 2018, qu'une semaine complète a pu fournir des observations exploitables et c'est sur celles-ci que s'appuie le travail présenté dans ce chapitre. Dans le cadre du *commissioning* de *NIKA2pol*, j'ai eu la chance de participer à de nombreuses campagnes d'observations, ce qui équivaut à une cinquantaine de jours passés au télescope. Comme cela est présenté dans ce chapitre, j'ai également pris part à la réduction des données obtenues et contribué à l'amélioration du *pipeline* de réduction des données en mode polarisé.

Je commence par présenter la mesure de la polarisation instrumentale et une méthode que j'ai commencé à développer pour en atténuer les effets (section 7.1). Je présente ensuite les performances

de la soustraction du parasite synchrone et donne les premiers résultats préliminaires de sensibilité de *NIKA2* en polarisation (section 7.2). Enfin, je présente l'état de l'étalonnage de l'angle absolu de l'instrument par rapport au ciel à ce stade (section 7.3).

7.1 Polarisation instrumentale : définition et correction

Par la suite, j'utiliserai plutôt le terme de *leakage* qui exprime bien la "fuite" du signal non-polarisé (I) vers le signal polarisé (Q , U). Afin de caractériser le *leakage* sur *NIKA2*, on observe une source ponctuelle non-polarisée comme Uranus (Wiesemeyer et al., 2014), et on reconstruit Q et U . Les figures 7.1 et 7.2 montrent des exemples de forme du *leakage* provenant d'observations d'Uranus et projetées respectivement en coordonnées Nasmyth et RADEC. Celles-ci montrent la présence d'un signal non nul en Q et U représentant la forme du *leakage*. Il a une forme totalement différente du beam principal en I , et ressemble plutôt à un trèfle à quatre feuilles avec des lobes positifs et négatifs. Le degré de polarisation intégré sur le beam, calculé comme $\sqrt{Q^2 + U^2}/I$ de la polarisation instrumentale varie entre 1% et 2% suivant les observations.

Comme cela a déjà été observé sur d'autres expériences, comme *NIKA* ou *XPOL*, le motif du *leakage* en fonction de l'élévation n'est pas fixe en coordonnées RADEC (voir figure 7.2) mais l'est en coordonnées Nasmyth (e.g. coordonnées de la cabine du télescope) (voir figure 7.1). L'origine physique du *leakage* n'est pas connue avec certitude, mais ceci indique qu'elle serait liée à l'optique de la cabine (après le miroir M3) ou à d'autres effets liés à l'instrument.

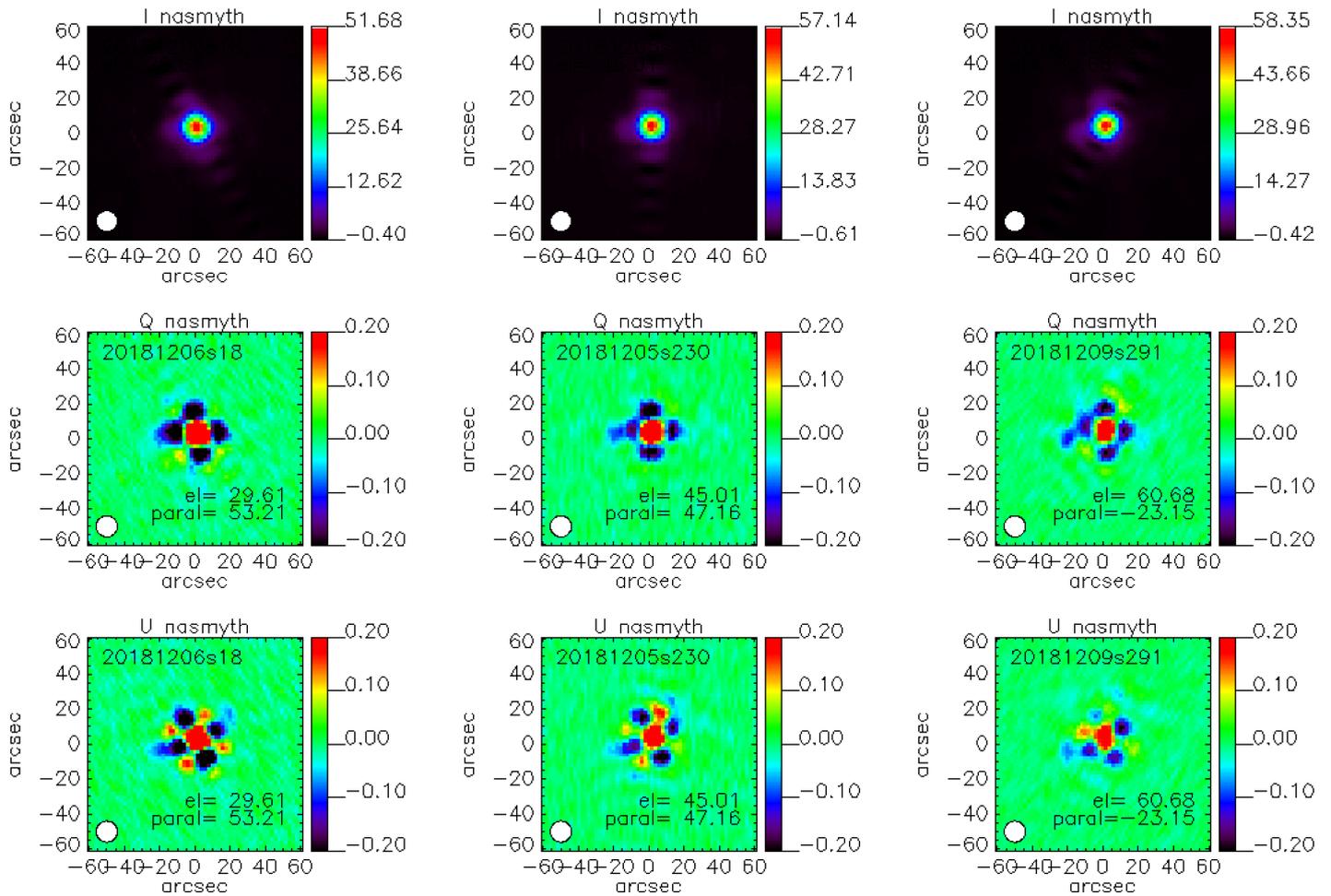


FIGURE 7.1 – Cartes de I (haut), Q (milieu) et U (bas) obtenues à l’aide d’observations d’une source non-polarisée (Uranus) faites sur différents jours, à différents degrés d’élévation et angles parallactiques. Les cartes sont projetées en coordonnées Nasmyth. On observe un signal non nul en Q et U qui correspond au *leakage*. Celui-ci reste fixe en coordonnées Nasmyth. On observe tout de même de légères différences entre les trois motifs qui sont sûrement dues au changement du motif par rapport au foyer (voir 7.1.1).

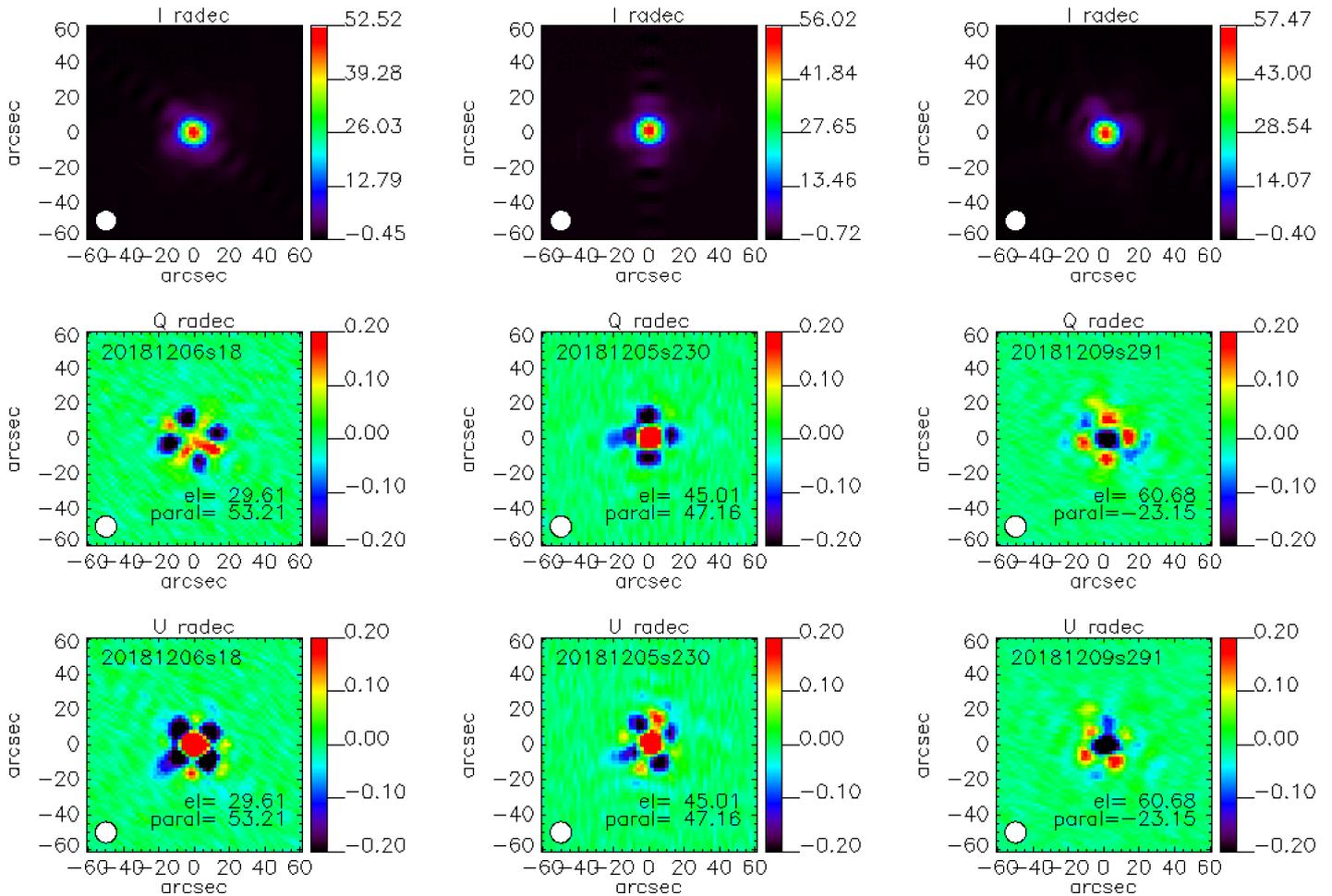


FIGURE 7.2 – Cartes de I (haut), Q (milieu) et U (bas) obtenues à l’aide d’observations d’une source non-polarisée (Uranus) faites sur différents jours, à différents degrés d’élévation et angles parallactiques. Les cartes sont projetées en coordonnées RADEC. On observe un signal non nul en Q et U qui correspond au *leakage*. Celui-ci change en coordonnées RADEC. Ce changement correspond à une rotation géographique de l’image et à une rotation de Q et U par pixel (cf. sect. 7.1.2).

7.1.1 Dépendance du *leakage* par rapport au foyer et à l'élévation

Lors des observations, nous avons remarqué un changement de la forme du *leakage* en fonction de la focalisation du télescope. Afin de l'étudier, nous avons fait plusieurs observations d'Uranus en variant délibérément le foyer autour de sa valeur optimale. La figure 7.3 montre les cartes de I , Q , U au focus optimal (gauche), et en se défocalisant d'un offset ΔZ de -0.8 mm (milieu) et +0.8 mm (droite). Lorsqu'on est bien focalisé, on retrouve le même pattern que sur la figure 7.1, en revanche en s'éloignant du foyer optimal, le beam en intensité se déforme entraînant un changement du motif en Q et U , celui-ci perdant sa forme de trèfle.

De même, nous avons observé que la forme du *leakage* changeait avec l'élévation. Si à ce stade il est difficile de conclure avec certitude et d'exclure un effet supplémentaire, il est tout de même probable que la variation avec l'élévation soit en fait induite par la variation du beam avec l'élévation. En effet, compte tenu de la masse de la structure, le miroir primaire se déforme avec les variations d'élévation, entraînant une déformation du lobe. Cet effet est bien connu des observations au 30 m et affecte également EMIR, l'autre instrument de l'IRAM. Ces déformations sont minimales aux élévations comprises entre 50 et 55°.

D'autres effets extérieurs comme les variations de température ou la force du vent peuvent également induire des déformations du miroir primaire. Plus d'observations seront nécessaires pour étudier plus finement la variation de la forme du *leakage* en fonction du foyer et de l'élévation, et il sera important pour de futures observations d'être bien focalisé afin de pouvoir faire une correction du *leakage* optimale.

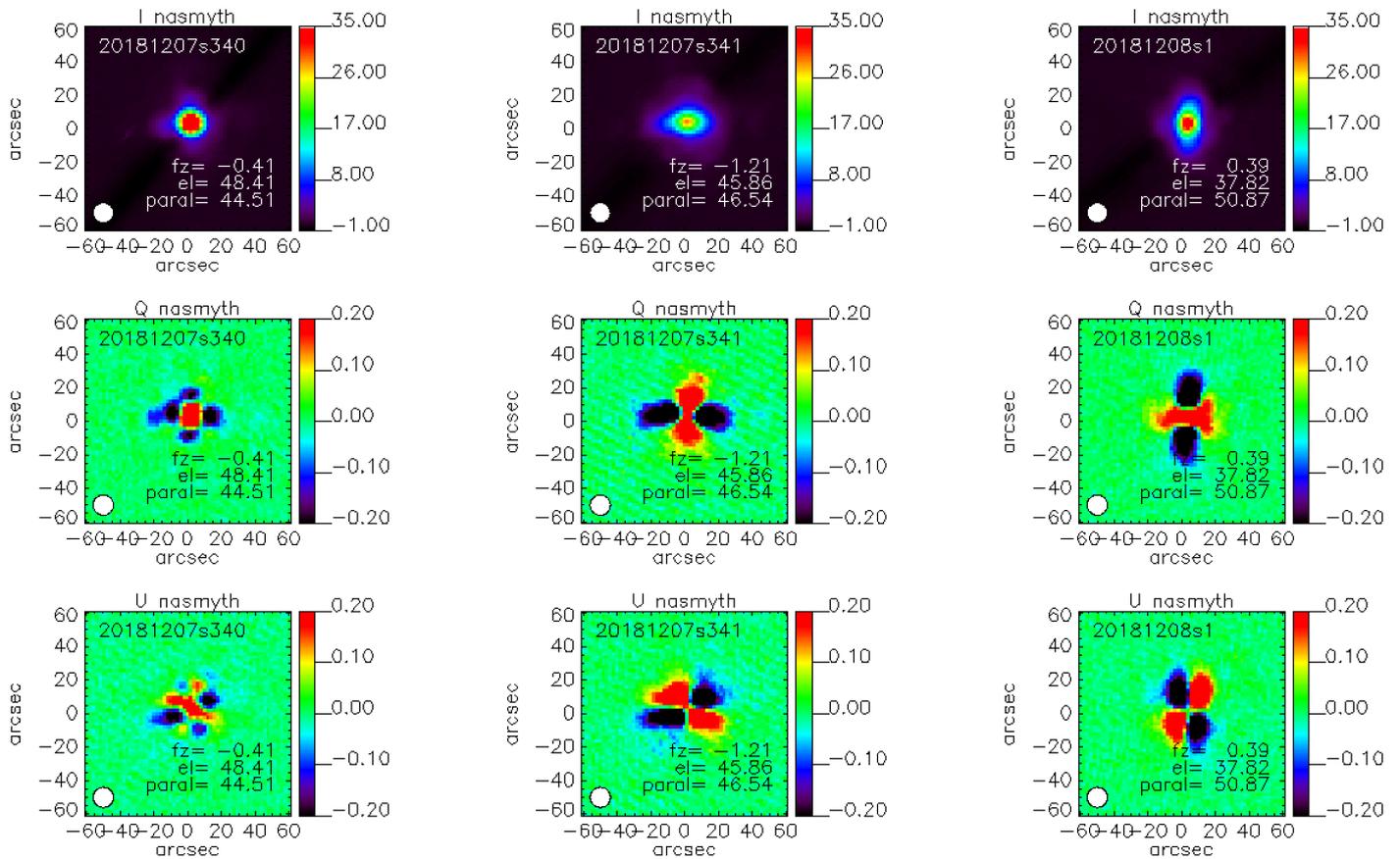


FIGURE 7.3 – Cartes de I , Q et U faites à partir d'observations consécutives d'Uranus, au foyer optimal (gauche) et en se défocalisant d'un offset ΔZ de -0.8 mm (milieu) et $+0.8$ mm (droite). Le beam en intensité se déforme lorsqu'on s'éloigne du focus optimal, cela a pour conséquence un changement radical de la forme du motif du *leakage* en Q et U , celui-ci perdant sa forme de trèfle à quatre feuilles.

7.1.2 Méthode de correction du *leakage*

Les observations faites avec *NIKA2* montrent un certain degré de polarisation instrumentale sur les cartes de Q et U (1 à 2%). Cet effet est donc potentiellement problématique pour la mesure de signaux à faible degré de polarisation. Un tel effet, bien qu'avec une forme différente, avait déjà été observé sur *NIKA*, et une première méthode de correction avait été proposée (Ritacco et al., 2017). Celle-ci consistait à construire des cartes du *leakage* en Q et U , en coordonnées Nasmyth, déprojeter ces cartes pour obtenir les TOIs correspondantes, soustraire ces TOIs aux TOIs initiales de Q et U obtenues après démodulation (voir section 6.1.4), et finalement projeter les TOIs corrigées sur les cartes finales en coordonnées RADec.

Pour *NIKA2*, j'ai voulu améliorer cette méthode de correction et travailler directement sur les cartes finales plutôt que sur les TOIs. Ceci nous permet de gagner un temps de calcul important en évitant une série de projection/déprojection de TOIs de milliers de détecteurs. Ceci nous permet également de ne pas avoir à retraiter toutes les données à chaque fois que l'on améliore le modèle du *leakage*. Comme l'orientation du pattern du *leakage* est fixe en Nasmyth, on peut écrire les paramètres de Stokes comme :

$$I_N = B_I * I_0^N + \mathcal{N}_I, \quad (7.1)$$

$$Q_N = B_I * Q_0^N + \mathcal{L}_N^{IQ} * I_0^N + \mathcal{N}_Q, \quad (7.2)$$

$$U_N = B_I * U_0^N + \mathcal{L}_N^{IU} * I_0^N + \mathcal{N}_U, \quad (7.3)$$

où I_N , Q_N et U_N sont les paramètres de Stokes observés (en coordonnées Nasmyth), B_I représente le lobe principal, \mathcal{L}_N^{IQ} et \mathcal{L}_N^{IU} sont les termes du *leakage* en Q et U et $*$ désigne une convolution. \mathcal{N}_I , \mathcal{N}_Q , \mathcal{N}_U représentent le bruit sur les paramètres de Stokes. L'algorithme que nous avons développé a pour objectif de transformer une carte de *leakage* des coordonnées Nasmyth vers les coordonnées RADec, d'effectuer la convolution pour estimer le signal polarisé, puis de la soustraire aux cartes finales. Les étapes de corrections sont les suivantes :

1. Les cartes de Q et U provenant d'observations d'une source non-polarisée (Uranus) permettent d'obtenir directement les termes du *leakage* \mathcal{L}_N^{IQ} et \mathcal{L}_N^{IU} , on a :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_I \\ \mathcal{L}_N^{IQ} \\ \mathcal{L}_N^{IU} \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

2. Dans le but de tourner les cartes du *leakage* des coordonnées Nasmyth à RADec, il est nécessaire d'effectuer deux rotations. Une première rotation de l'image assure le changement de projection en fonction du changement de coordonnées. Si la rotation d'une image peut sembler une opération classique a priori, nous avons en pratique rencontré des problèmes avec la routine fournie par IDL, comme on peut le voir sur les figures 7.4 et 7.5. Sur ces figures, on simule un lobe gaussien elliptique, produit son image sur une carte à la même résolution que celle utilisée pour projeter les données de *NIKA2* habituellement (2 arcsec), et on compare l'image de ce lobe tournée par la routine IDL `rot.pro` à l'image de ce lobe construite à partir de la rotation analytique de son équation. On constate des différences significatives, à hauteur de 10% environ, qui sont dues à des problèmes de rééchantillonnage, d'interpolation et d'ajustement dans la routine `rot.pro`. Celles-ci peuvent être atténuées à plus haute résolution, mais demeurent de quelques pourcents,

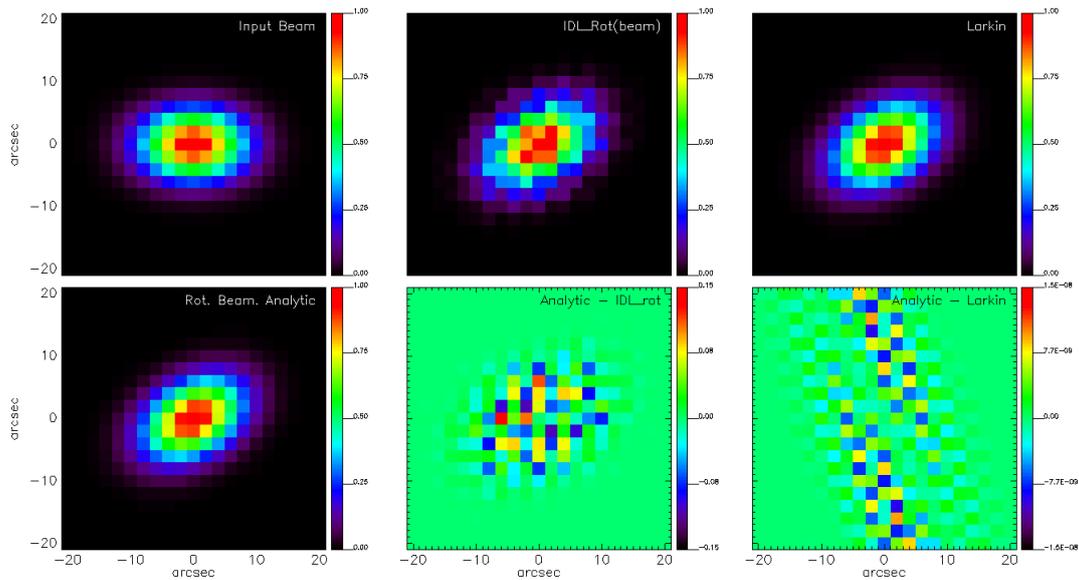


FIGURE 7.4 – Image simulée d’un lobe gaussien elliptique auquel on fait subir une rotation par les outils standard d’IDL ou par la méthode de [Larkin et al. \(1997\)](#). Les images du bas montrent la différence entre ces images et l’image produite directement orientée analytiquement. Nous attirons l’attention du lecteur sur l’échelle de couleurs dans le cas de la méthode de Larkin, qui est 7 ordres de grandeur plus petite.

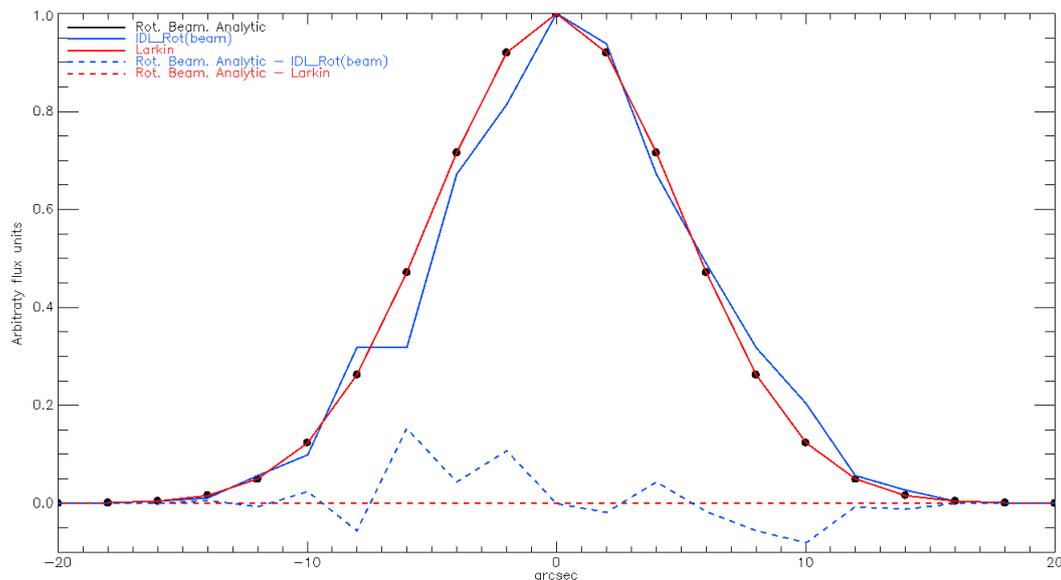


FIGURE 7.5 – Profil du lobe gaussien elliptique simulé et tourné analytiquement de 30° et des images produites par IDL et la méthode de Larkin en traits pleins. Les différences sont représentées dans les mêmes couleurs en pointillés.

même à 0.5 arcsec. Par ailleurs, compte tenu du fait qu'on souhaite appliquer cette rotation à des données, on ne peut pas gagner en résolution sans perdre en signal sur bruit par pixel.

Pour pallier à ce problème, nous avons implémenté la méthode suivante, d'après (Larkin et al., 1997). Une rotation s'écrit classiquement :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \mathcal{M}_\theta \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \quad (7.5)$$

avec \mathcal{M}_θ la matrice de rotation, (x, y) les coordonnées initiales de l'image, (x', y') les coordonnées de la nouvelle image tournée d'un angle θ . La méthode de Larkin s'appuie sur le fait qu'une rotation peut être décomposée en trois transvections¹ dans les directions x et y (Paeth, 1990). La matrice de rotation \mathcal{M}_θ peut alors s'écrire comme :

$$\mathcal{M}_\theta = \mathcal{M}_x \mathcal{M}_y \mathcal{M}_x, \quad (7.6)$$

avec :

$$\mathcal{M}_x = \begin{pmatrix} 1 & \tan(\theta/2) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

$$\mathcal{M}_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\sin \theta & 1 \end{pmatrix} \quad (7.8)$$

La méthode développée permet de faire une rotation en utilisant le contenu fréquentiel de l'image par l'utilisation de l'équation (7.6) et de transformées de Fourier rapide (FFT). Le formalisme le permettant est le suivant :

La transformée de Fourier (TF) d'une fonction 2D $f(x, y)$ est définie comme :

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp[-2i\pi(ux + vy)] dx dy \quad (7.9)$$

Une transformation de Fourier 2D est typiquement réalisée en faisant dans un premier temps une TF 1D sur les lignes de l'image puis dans un deuxième temps une autre TF 1D sur les colonnes résultantes. On définit ces opérations à l'aide des opérateurs \mathbf{U} et \mathbf{V} , ainsi, une TF de la fonction $f(x, y)$ selon l'axe x (lignes) est définie comme :

$$\mathbf{U}\{f(x, y)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp(-2i\pi ux) dx, \quad (7.10)$$

similairement une TF selon l'axe y (colonnes) est définie comme :

$$\mathbf{V}\{f(x, y)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp(-2i\pi vy) dy. \quad (7.11)$$

On écrit leurs inverses comme :

1. Une transvection est une transformation géométrique qui permet de déplacer des points suivant une direction fixe (*shear* en anglais)

$$\mathbf{U}^{-1}\{F(u, v)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) \exp(2i\pi ux) du \quad (7.12)$$

$$\mathbf{V}^{-1}\{F(u, v)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) \exp(2i\pi vy) dv. \quad (7.13)$$

Comme cela a été montré dans l'article (Paeth, 1990), on peut décomposer une matrice de rotation comme trois transvections. Soit une fonction $g(x, y)$ qui décrit une transvection de $f(x, y)$ suivant la direction x , tel que $g(x, y) = f(x + ay, y)$. Il est facile de lui appliquer une TF à l'aide du théorème de translation de Fourier², on la note à l'aide du formalisme présenté précédemment comme :

$$\mathbf{U}\{f(x + ay, y)\} = \exp(-2i\pi uay)\mathbf{U}\{f(x, y)\}, \quad (7.14)$$

où la constante a est égale à $\tan(\theta/2)$ et est donnée par l'équation (7.7). Grâce à ce formalisme on a implémenté l'algorithme permettant de réaliser une rotation d'image d'un angle θ , par trois opérations de transvections (équation (7.6)), qui sont réalisées dans l'espace de Fourier en utilisant trois FFT et trois FFT inverse :

— *Transvection selon x*

$$g_x(x, y) = \mathbf{U}^{-1}\{\exp(-2i\pi uay)\mathbf{U}\{f(x, y)\}\} \quad (7.15)$$

— *Transvection selon y*

$$g_{yx}(x, y) = \mathbf{V}^{-1}\{\exp(-2i\pi ubx)\mathbf{V}\{g_x(x, y)\}\} \quad (7.16)$$

— *2ème transvection selon x*

$$\begin{aligned} g_\theta(x, y) &= g_{yx}(x, y) \\ &= \mathbf{U}^{-1}\{\exp(-2i\pi uay)\mathbf{U}\{g_{yx}(x, y)\}\} \end{aligned} \quad (7.17)$$

Les valeurs des paramètres de transvection a et b sont données par les équations (7.7) et (7.8), on a : $a = \tan(\theta/2)$ et $b = -\sin \theta$. Les équations ci-dessus présentent le cas d'une fonction continue or une image est discrète, il faut donc utiliser le théorème de translation pour les transformées de Fourier discrètes (TFD). Soit une fonction de N échantillons f_n et g_n une fonction obtenue après une translation de f_n par une quantité m , on a : $g_n = f_{n-m}$. Le théorème de translation pour une TFD stipule :

$$G_k = \begin{cases} e^{-2i\pi mk/N} F_k & k = 0, \dots, N'/2 - 1 \\ e^{-2i\pi m(k-N)/N} F_k & k = N'/2, \dots, N - 1 \end{cases} \quad (7.18)$$

avec F_k la TFD de f , G_k la TFD de g et N' est défini comme :

$$N' = \begin{cases} N & \text{si } N \text{ est pair} \\ N + 1 & \text{si } N \text{ est impair} \end{cases} \quad (7.19)$$

2. Fourier shift theorem en anglais

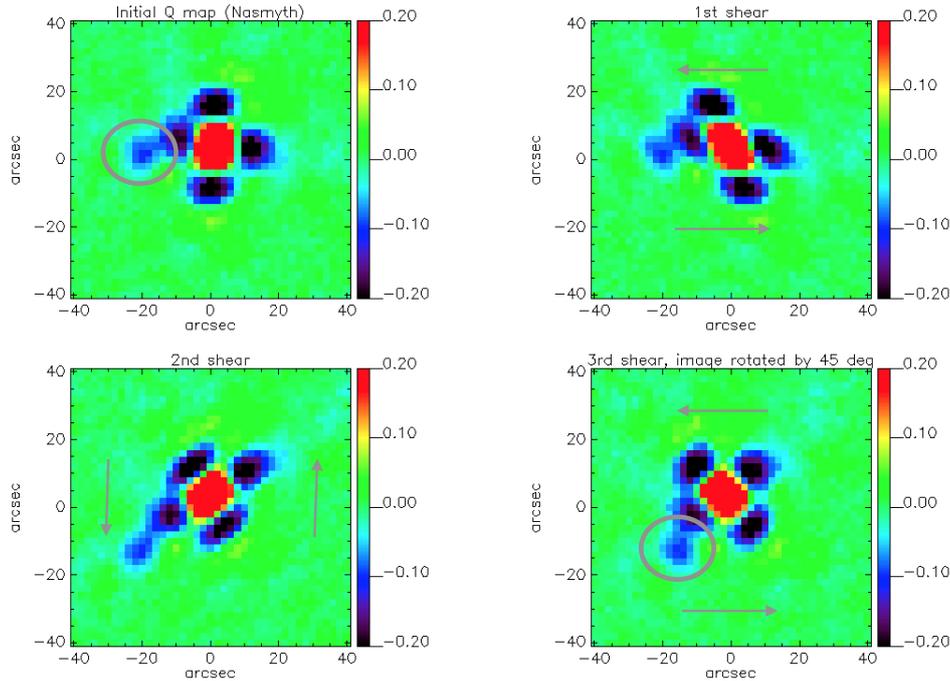


FIGURE 7.6 – Étapes de l’algorithme permettant de faire une rotation d’image d’un angle $\theta = 45^\circ$. **Haut - Gauche** : Image initiale. **Haut - Droite** : première transvection dans la direction x . **Bas - Gauche** : deuxième transvection dans la direction y . **Bas - Droite** : troisième transvection dans la direction x , l’image finale est bien tournée de 45° dans le sens anti-horaire. L’exemple a été réalisé sur une carte de Q provenant d’observations d’Uranus.

Un des avantages de cette procédure est que les transformations sur l’image sont totalement réversibles (pas de perte d’information). La figure 7.6 représente les étapes de l’algorithme permettant de tourner une carte provenant d’observations d’Uranus de 45° . La figure finale (bas - droite) est bien tournée de 45° , la rotation se faisant dans le sens anti-horaire. L’intervalle de définition de $\tan \theta/2$ de la matrice \mathcal{M}_x restreint l’angle θ entre -45 et 45 degrés. Par conséquent, pour faire une rotation d’un angle supérieur à 45° on fera en pratique plusieurs rotations d’angles inférieurs à 45° .

- Une fois l’image de la polarisation instrumentale bien orientée, il faut tenir compte du changement d’axe de référence entre les coordonnées Nasmyth de départ et les coordonnées RA-Dec d’arrivée en appliquant, pixel par pixel, la rotation des paramètres de Stokes conformément à l’équation (5.18).

L’angle de rotation impliqué pour le passages des coordonnées Nasmyth vers les coordonnées RA-Dec est donné par :

$$\begin{pmatrix} Q \\ U \end{pmatrix}_{RA-Dec} = \begin{pmatrix} \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q \\ U \end{pmatrix}_{Nasmyth} \quad (7.20)$$

avec $\theta = -\ell + \eta + 76.2 - 90$ et η l’angle parallactique. Nous explicitons cette formule pour mémoire, les termes 76.2 et 90° provenant de l’angle entre les miroirs M4 et M5 et du design de l’instrument, et étant de toutes façons dégénérés avec un éventuel offset d’orientation absolue du module polarisé par rapport au ciel dont je discute la détermination en partie au paragraphe 7.3.

4. À partir de ce point là on a donc les termes de *leakage* exprimés en coordonnées RADEC que l'on nomme : \mathcal{L}_{rot}^{IQ} et \mathcal{L}_{rot}^{IU} . La suite de l'algorithme consiste alors à déconvoluer I du lobe principal B_I et ainsi retrouver I_0 , qu'on convolue par \mathcal{L}_{rot}^{IQ} et \mathcal{L}_{rot}^{IU} . Toutes ces opérations se font dans l'espace de Fourier et permettent d'estimer les contributions du *leakage* (map_Q et map_U) que l'on souhaite soustraire aux observations. On les écrit comme :

$$map_Q = TF^{-1} \left[\frac{FFT(I)}{FFT(B_I)} \times FFT(\mathcal{L}_{rot}^{IQ}) \right] \quad (7.21)$$

$$map_U = TF^{-1} \left[\frac{FFT(I)}{FFT(B_I)} \times FFT(\mathcal{L}_{rot}^{IU}) \right], \quad (7.22)$$

Durant cette étape il faut faire attention à ce que la division par $FFT(B_I)$ n'augmente pas artificiellement le bruit haute fréquence sur la carte, pour cela on fait en sorte que \mathcal{L}^{IQ}/B_I ne diverge pas, en apodisant légèrement ce rapport.

5. La dernière étape de l'algorithme consiste simplement à directement soustraire ces templates aux cartes finales de Q et U :

$$Q_{corrected} = Q - map_Q \quad (7.23)$$

$$U_{corrected} = U - map_U. \quad (7.24)$$

On note que en pratique on combine plusieurs scans d'une même source à différentes élévations et angles parallactiques pour pouvoir améliorer le niveau de signal sur bruit. On corrige donc chaque scan individuellement avant de produire la carte combinée de l'ensemble des scans.

Dans la prochaine section, je valide cette méthode en appliquant l'algorithme de correction à des observations faites par *NIKA2*.

7.1.3 Mise en oeuvre de la correction

Application à une source forte non polarisée

Numéro scan	élévation° (el)	angle parallactique (η)	rotation θ (°)
20181205s225 - template <i>leakage</i>	48.4	44.6	-17.6
20181206s18 - template <i>leakage</i>	29.6	53.2	9.8
20181205s226	47.7	45.1	-16.4
20181205s231	44.3	47.6	-10.5
20181206s16	31.1	52.9	8.0

TABLE 7.1 – Tableau récapitulatif des élévations (el) et angles parallactiques (η) des différents scans utilisés dans la partie correction de la polarisation instrumentale. $\theta = (-el + \eta + 76.2 - 90)^\circ$ est l'angle par lequel on effectue la rotation.

Afin de vérifier que l'algorithme développé fonctionne correctement, on l'applique à des observations d'Uranus. Le tableau 7.1 donne les scans d'observations qu'on a utilisés. La figure 7.7 montre les

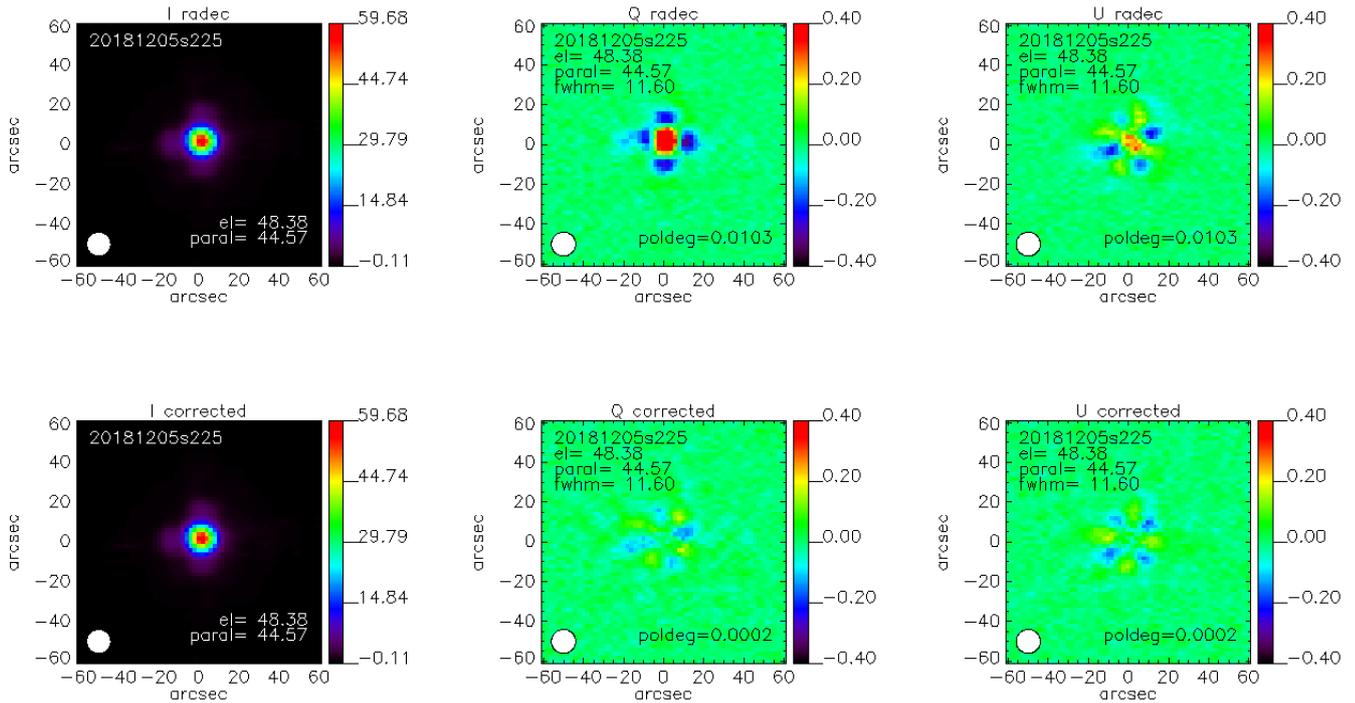


FIGURE 7.7 – **Haut** : Cartes de I , Q , U provenant d’un scan de Uranus. **Bas** : Cartes de I , Q , U obtenues après avoir appliqué l’algorithme de correction du *leakage*. Toutes les cartes proviennent d’un même scan et sont projetées en coordonnées RADEC. Après correction, les résidus de polarisation instrumentale chutent à une valeur inférieure à 0.05 % .

cartes de I , Q , U en coordonnées RADEC, obtenues avant (haut) et après (bas) correction du *leakage*. Sur cette figure, les cartes ont été corrigées avec un template provenant de la même observation, si l’algorithme fonctionne correctement, la soustraction devrait être très bonne, et les résidus du *leakage* proche de zéro. Avant correction le niveau de *leakage* était de 1% , après correction celui-ci chute à une valeur inférieure à 0.05 % , ce qui confirme la bonne implémentation de l’algorithme de soustraction.

Connaissant l’angle par lequel on doit tourner les cartes, il est en théorie possible d’utiliser le même template pour corriger des cartes faites à différentes élévations. La figure 7.8 montre des exemples de cartes de Q et U corrigées du *leakage*, par le scan numéro 20181205s225 à une élévation de 48.4° . Les scans 20181205s226 (gauche) et 20181205s231 (milieu) ont été observés à moins de 30min du scan servant de template et donc à des élévations proches (respectivement 47.7 et 44.3 degrés). Après correction ils présentent des résidus de polarisation instrumentale inférieurs à 1% . En revanche, le scan 20181206s16 (droite) qui a été observé un autre jour et à une élévation différente (31.1°), présente après correction, des résidus de *leakage* non négligeables, égaux à 1% . Ceux-ci pourraient être dus à la sensibilité du motif du *leakage* aux variations d’élévations et du foyer (voir section 7.1.1), engendrant un motif à soustraire qui peut être différent.

Afin de le vérifier, on réutilise l’algorithme de soustraction sur le scan 20181206s16 (élévation : 31.1°) mais cette fois en utilisant un template avec une élévation similaire. Le template utilisé provient du scan 20181206s18 (élévation : 29.6°). Les résultats sont présentés sur la figure 7.9, elle montre les cartes de Q et U sans correction (haut), avec correction de l’ancien template (milieu), avec correction du nouveau template (bas). Comme on l’a vu précédemment sur la figure 7.8, après correction avec l’ancien template (20181205s225), les résidus de *leakage* sont égaux à 1% . En re-

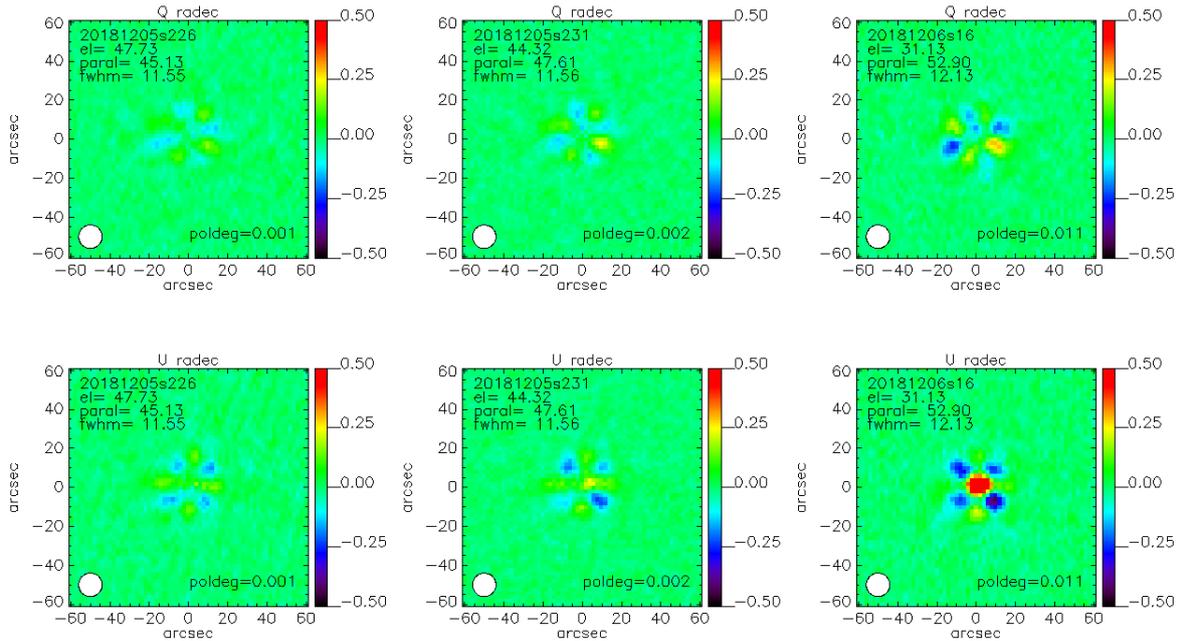


FIGURE 7.8 – Cartes de Q (haut) et U (bas) provenant de différentes observations de Uranus (scan numéros : 20181205s226 à gauche, 20181205s231 au milieu, 20181206s16 à droite) et corrigées du *leakage*. Le template du *leakage* utilisé pour la correction est le scan 20181205s225, fait à une élévation de 48.4° . Le degré de polarisation des résidus pour les scans 20181205s226 et 20181205s231 est inférieur à 1%, en revanche il est de 1% pour le scan 20181206s16. Cela peut s'expliquer par la sensibilité du pattern du *leakage* au foyer.

vanche, après correction avec le nouveau template (20181206s18) les résidus de *leakage* chutent à 0.1%.

Discussion

On observe donc un gain d'un facteur 10 environ sur la polarisation instrumentale résiduelle quand les conditions de focalisations sont voisines, ce qui valide la méthode de correction et donne une idée de son potentiel. Toutefois, avec les seules données que nous avons pu acquérir en décembre 2018, il n'a pas été possible de caractériser la polarisation instrumentale complètement, c'est à dire à toute élévation, en tous points du plan focal, de s'assurer de sa stabilité en fonction des conditions de nuit ou de jour, à un niveau de précision meilleur que l'amplitude de cet effet.

Par ailleurs, si l'on veut soustraire une polarisation instrumentale de l'ordre du pourcent, il est nécessaire que l'incertitude sur le flux non polarisé de la source soit, dès le départ, meilleure que le pourcent. Une telle précision absolue n'est pas atteinte à ce stade pour des observations au sol, compte tenu du bruit de ciel et des incertitudes sur les corrections d'opacité en particulier. A ce stade, nous sommes malheureusement encore dominés par ces différents facteurs et il est difficile d'afficher les performances définitives de cette méthode de correction. Il faut noter toutefois, que dans le cas d'observations longues, la rotation du pattern avec l'élévation de la source tend à atténuer l'impact de la polarisation instrumentale. Jusqu'à quel point ? A quel moment cet effet domine la diminution du bruit de mesure ? C'est l'un des aspects de la question de la sensibilité que je traite dans le prochain paragraphe.

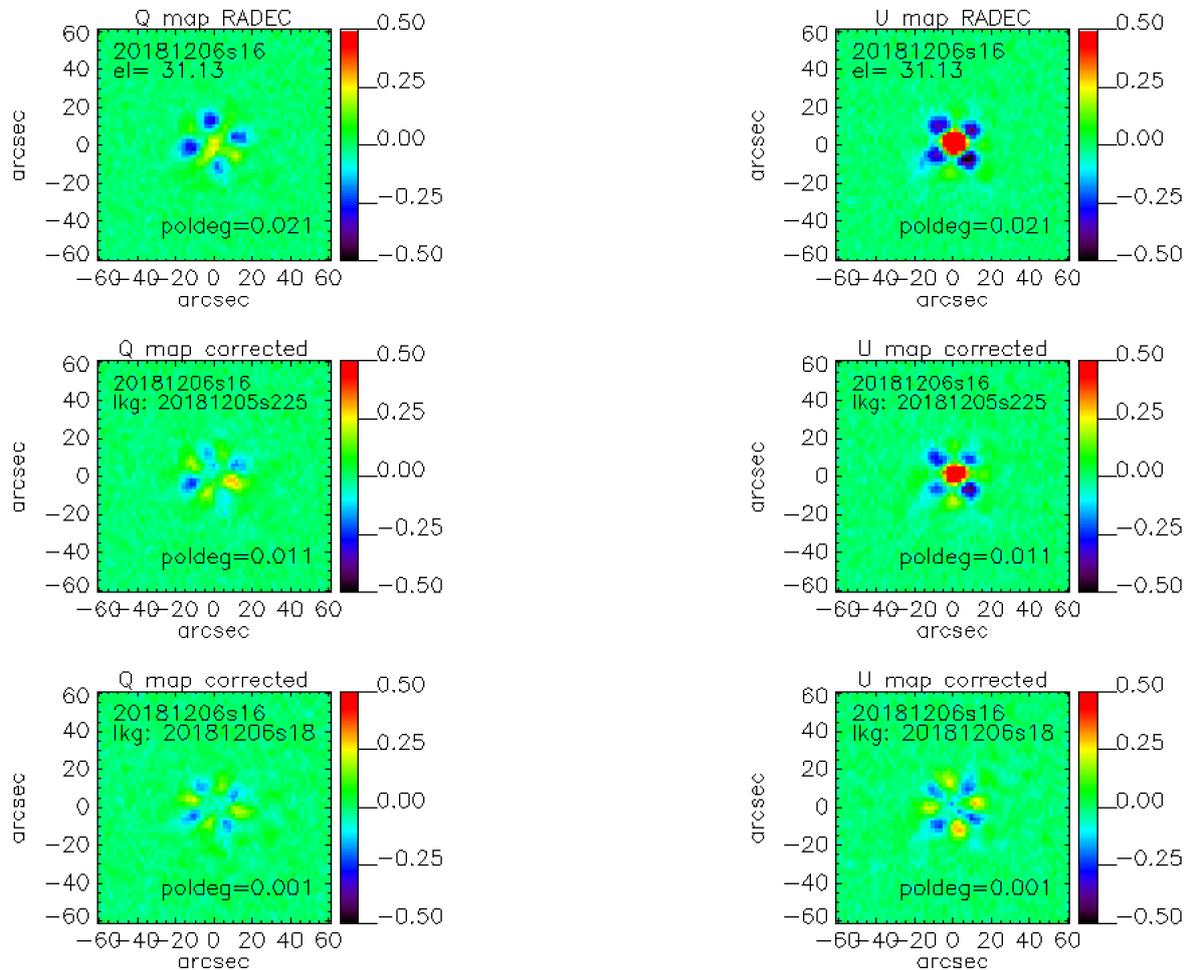


FIGURE 7.9 – **Haut** : Cartes de Q (gauche) et U (droite) provenant d'un scan d'Uranus (scan 20181206s16, élévation : 31.1°) sans correction de *leakage*. Le niveau de *leakage* est de 2%. **Milieu** : Cartes de Q (gauche) et U (droite) provenant du même scan (scan 20181206s16, élévation : 31.1°) et corrigé du *leakage* à l'aide du template 20181205s225 (élévation : 48.4°). Les résidus de *leakage* après correction sont égaux à 1%. **Bas** : Cartes de Q (gauche) et U (droite) provenant du même scan (scan 20181206s16, élévation : 31.1°), mais cette fois-ci corrigé du *leakage* par un template avec une élévation plus proche : (scan 20181206s18, élévation : 29.6°). Les résidus de *leakage* après correction sont égaux à 0.1%. Cette différence est probablement due à la sensibilité de la forme du *leakage* en fonction de l'élévation et du foyer comme cela est expliquée dans la section 7.1.1.

7.2 Soustraction du parasite synchrone et sensibilités en mode polarisé

De la même façon que pour la mesure de la sensibilité en intensité total (voir section 4.5), il faut intégrer longuement sur une source faible et s'assurer que le bruit décroît en $t^{-1/2}$. Afin également de faire ressortir un résidu de polarisation instrumental qui serait limitant, on choisit une source non polarisée. Ces observations doivent être les plus longues possibles, tout en se faisant de nuit plutôt que de jour pour ne pas être trop affecté par les effets thermiques sur le télescope et les déformations du lobe associées. Elles doivent aussi s'insérer parmi les autres tests à effectuer pendant la semaine de tests.

Dans ce contexte, en décembre 2018, nous avons ainsi observé CX-Tau, pendant à peu près 5 h. CX-Tau est une source non polarisée de 14 ± 1 mJy à 1.2 mm d'après des mesures faites au plateau de Bures et à ALMA (Piétu et al., 2014; Facchini et al., 2019) et extrapolées avec le modèle de (Ricci et al., 2010). Les cartes préliminaires obtenues sont présentées sur la figure 7.10. Du fait des limitations mentionnées au paragraphe précédent, et afin d'être le plus conservatif possible, aucune correction de *leakage* n'a été appliquée.

Les sensibilités en I , Q et U en termes de NEFD sont présentées sur la figure 7.11. Celles-ci valent respectivement 40, 21 et 21 mJy.s^{1/2} en I , Q et U . La sensibilité en intensité totale est donc à ce stade moins bonne que lorsque l'instrument est utilisé sans lame-demi onde pour des mesures d'intensité seule (30 mJy.s^{1/2}, cf. section 4.5). A ce stade, nous n'avons pas d'explication satisfaisante pour expliquer ce résultat. En revanche, les sensibilités en polarisation sont bien meilleures que $\sqrt{2} \times \text{NEFD}_I$ qu'on pense a priori espérer au mieux dans le cas théorique d'un bruit blanc. Nous interprétons cela comme le signe qu'il reste du bruit de ciel et du bruit électronique corrélé dans les TOI_I . Ces composantes étant rejetées lors de la modulation par la lame comme nous l'avons vu au paragraphe 6.2.2, les mesures de polarisation y sont beaucoup moins sensibles.

7.3 Angle absolu de polarisation

Aux effets précédents, s'ajoute l'incertitude sur l'orientation exacte de notre instrument par rapport au ciel. Au paragraphe 6.1.3, on a défini l'axe de référence comme étant la direction passante du polariseur, mais il faut calibrer l'angle exact entre cette direction, et les méridiens sur le ciel.

Pour cela, il est nécessaire d'observer dans le ciel une source polarisée brillante et bien connue, ponctuelle si possible pour se protéger des incertitudes associées aux lobes lointains mal contrôlés. Il y a hélas peu de sources comme cela. La nébuleuse du Crabe a déjà été observée par d'autres expériences polarisées et peut donc être utilisée pour cela, nous y reviendrons au paragraphe 7.3.2. Des quasars peuvent également servir de calibrateurs, avec l'avantage d'être ponctuels et donc a priori plus simples à cartographier. Hélas, la plupart d'entre eux sont connus pour être variables dans le temps, parfois même à des échelles de quelques jours, et cette variabilité ne favorise pas la comparaison aux autres expériences. Le paragraphe suivant résume tout de même les informations que j'ai pu reconstruire à partir de l'observation de certains d'entre eux.

Dans ce chapitre, le degré et l'angle de polarisation sont estimés simplement comme $p = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$ et $\psi = \arctan(U, Q)/2$.

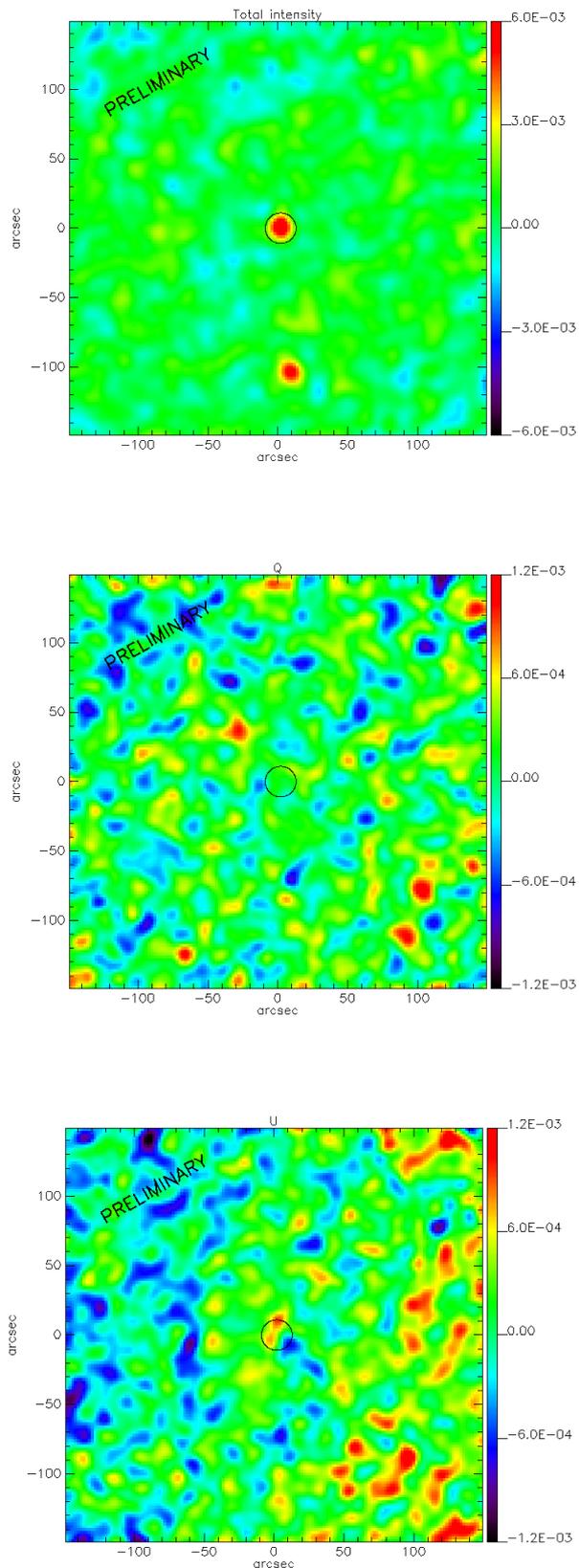


FIGURE 7.10 – Cartes de CX-Tau obtenues en un peu moins de 5 h lors de la campagne de tests de Décembre 2018. La deuxième source qui apparaît au Sud du champ est FP-Tau.

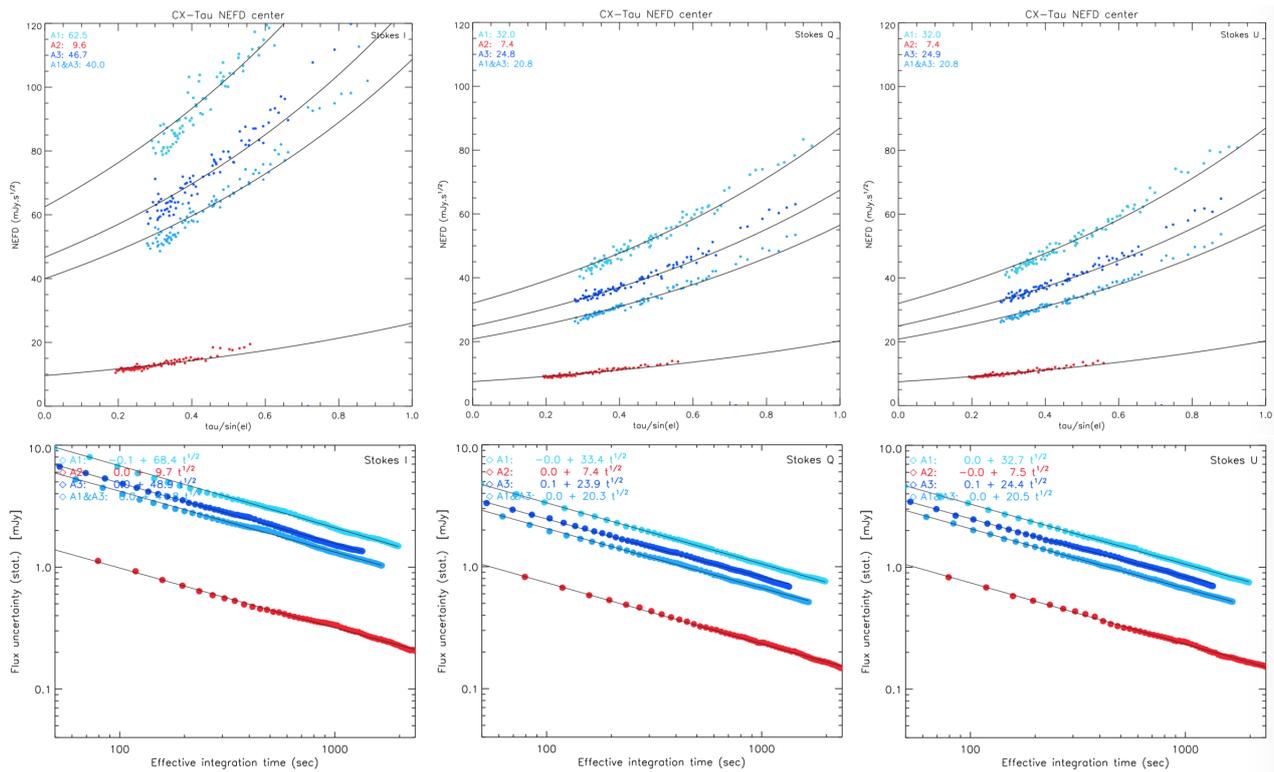


FIGURE 7.11 – **Résultats préliminaires.** Détermination de la NEFD pour chaque paramètre de Stokes suivant deux méthodes : soit en calculant la NEFD par scan et en extrapolant hors atmosphère avec la loi $NEFD = NEFD_0 e^{\tau/\sin \epsilon}$ (haut), soit en suivant l'intégration du bruit en fonction du temps d'intégration et en ajustant l'amplitude de la décroissance en $t^{-1/2}$ (bas). Dans les deux cas, les NEFD sont calculées pour les matrices A1 (turquoise), A2 (rouge), A3 (bleu marine) et la combinaison A1& A3 (bleu).

7.3.1 Sources polarisées ponctuelles : les quasars

Lors de la campagne de Décembre 2018, l'analyse des observations de deux quasars nous ont permis d'avancer sur le problème de l'étalonnage de l'angle absolu de NIKA2 : 3C286 et 3C279. Les autres quasars étaient mesurés avec de trop faibles SNR et/ou avaient des degrés de polarisation trop faibles pour qu'on puisse négliger les effets de polarisation instrumentale dans leur analyse.

3C286 Aussi connu sous le nom 1328+307, c'est un quasar à un redshift de 0.849 (Nagai et al., 2016) qui est classé comme une source radio CSS (*Compact Steep Spectrum*) (O'Dea, 1998). Cette source est fortement polarisée et est connue pour avoir un angle de polarisation resté stable depuis plusieurs années (Perley et Butler, 2013), faisant d'elle un calibrateur primaire pour des observations de la polarisation dans le domaine radio. À $\lambda = 20$ cm, son degré de polarisation est égal à 10% et son angle de polarisation est égal à environ 33° (Perley, 1982). Des observations dans le domaine millimétrique ont également été faites par XPOL (Agudo et al., 2012) et CARMA (Hull et Plambeck, 2015) donnant respectivement $p_{xpol} = 14.4 \pm 1.8\%$, $\psi_{xpol} = 33.1 \pm 5.7^\circ$ et $\psi_{CARMA} = 39.2 \pm 1^\circ$. Lors de notre campagne de mesure, nous avons pu nous coordonner avec XPOL et l'observer, pour ainsi avoir un point de référence à une date aussi proche que possible de nos mesures. Ces mesures ont donné : $p = 14.85\% \pm 0.53\%$ et $\psi = 35.87^\circ \pm 0.02^\circ$ à 3 mm. Hélas, en raison de la météo ce jour-là, les données à 1mm ne sont pas exploitables.

3C279 Le blazar 3C279 est le premier quasar supraluminique qui a été observé, et c'est l'un des quasars les plus brillants et monitorés de sa classe. Depuis les premières observations de quasars en polarisation (Kinman, 1967), il est connu pour être extrêmement variable dans tous les domaines de longueurs d'ondes. Des observations dans le domaine optique (Andruchow et al., 2003) ont montré un degré et angle de polarisation variant respectivement de $\sim 8\%$ à 17% et de $\sim 51^\circ$ à 63° en quatre nuits. De nombreuses observations ont également été faites dans le domaine (sub)millimétrique et sont reportées dans le tableau 7.2. Ces mesures montrent que cette source est très variable et ne peut donc être utilisée en tant que calibrateur primaire. Cependant, nous avons pu l'observer avec XPOL pendant la campagne de tests et ainsi confirmer les résultats obtenus sur 3C286.

La figure 7.12 montre le résultat des mesures que nous avons pu effectuer sur 3C286. Seules les mesures pour lesquelles la FWHM mesurée était 12 ± 1.5 arcsec et la correction due à l'extinction atmosphérique inférieure à $\exp(-\tau / \sin(\epsilon l)) = 1.8$ ont été conservées. Le premier critère est une mesure de qualité du foyer et le deuxième de la réfraction atmosphérique anormale. Chaque point représente une combinaison d'environ 5 à 8 scans pris consécutivement et donc à élévation quasi-constante. On note tout d'abord le bon accord entre le degré de polarisation obtenu, $12 \pm 0.3\%$, et ceux de la littérature reportés ci-dessus. L'angle en revanche, $45^\circ \pm 0.6^\circ$, n'est pas compatible avec les valeurs de référence. On note également plusieurs incompatibilités entre des points de mesure pour la matrice A1 et la matrice A3, dans chaque paramètre de Stokes (voir colonne de gauche des figures 7.12 et 7.13). Les raisons n'en sont encore pas claires aujourd'hui.

La même analyse et les mêmes conclusions s'appliquent au cas de 3C279 en moyenne (fig. 7.13), mais les écarts entre les mesures de flux sur A1 et sur A3 sont plus importants (relativement). Il semble qu'il y ait un offset constant d'étalonnage absolu entre les deux matrices d'environ 2%. La dispersion d'une mesure à l'autre, pour une même matrice, est sans doute attribuable en partie au moins aux corrections d'opacité imparfaites. Quant à la dispersion des angles et du degré de polarisation, là-aussi plus grande relativement que pour 3C286, une partie de celle-ci est certainement attribuable au *leakage*

Source	Expérience	Longueur d'onde	p [%]	ψ [°]	Date d'observation	Référence
3C286	<i>XPOL</i>	1.3 mm	14.4 ± 1.8	33.1 ± 5.7	2006-2012	(Agudo et al., 2012)
	<i>CARMA</i>	1.3 mm		39.2 ± 1	Mai 2015	(Hull et Plambeck, 2015)
	<i>XPOL</i>	3 mm	13.5 ± 0.3	37.3 ± 0.8	2006-2012	(Agudo et al., 2012)
3C279	<i>JCMT</i>	1.1 mm	10.4 ± 0.6	76 ± 2	Août 1995	(Stevens et al., 1996)
	<i>JCMT</i>	0.8 mm	13.5 ± 1.4	76 ± 3	Août 1995	(Stevens et al., 1996)
	<i>XPOL</i>	1.3 mm	< 6.6		Août 2010	(Agudo et al., 2014)
	<i>XPOL</i>	3.5 mm	3.9 ± 0.3	107 ± 1.8	Août 2010	(Agudo et al., 2014)
	<i>KVN</i>	3.5, 7, 13 mm	10 %-12%	32-41	Mars 2014	(Lee et al., 2015)

TABLE 7.2 – Tableau récapitulatif des mesures du degré et angle de polarisation de 3C286 et 3C279, faites par différentes expériences sur différentes années.

(pas de correction appliquée ici), relativement plus important par rapport aux $\sim 6\%$ de polarisation de 3C279 que par rapport aux $\sim 15\%$ de 3C286.

Les résultats sont résumés dans le tableau 7.3. Avec toutes les précautions à prendre compte tenu des remarques ci-dessus, la différence d'angle significative entre les mesures de *NIKA2* et d'*XPOL* sur chacun des deux quasars est proche de $\sim 7^\circ$ en moyenne.

Quasar	<i>NIKA2</i>	<i>XPOL</i>	<i>NIKA2 - XPOL</i>	<i>NIKA2</i>	<i>XPOL</i>
	ψ_{eq} (deg)	ψ_{eq} (deg)	Offset (deg)	p [%]	p [%]
3C286	45.0 ± 0.6	35.87 ± 0.02 (3 mm)	8.9	12 ± 0.3	14.9 ± 0.5 (3 mm)
3C279	37.1 ± 1.1	30.6 ± 4.1 (1 mm)	6.7	6 ± 0.3	8.5 ± 1.3 (1 mm)

TABLE 7.3 – Comparaison des résultats de mesure des quasars 3C286 et 3C279, entre *NIKA2* et *XPOL*. Les barres d'erreur mentionnées pour *NIKA2* sont purement statistiques.

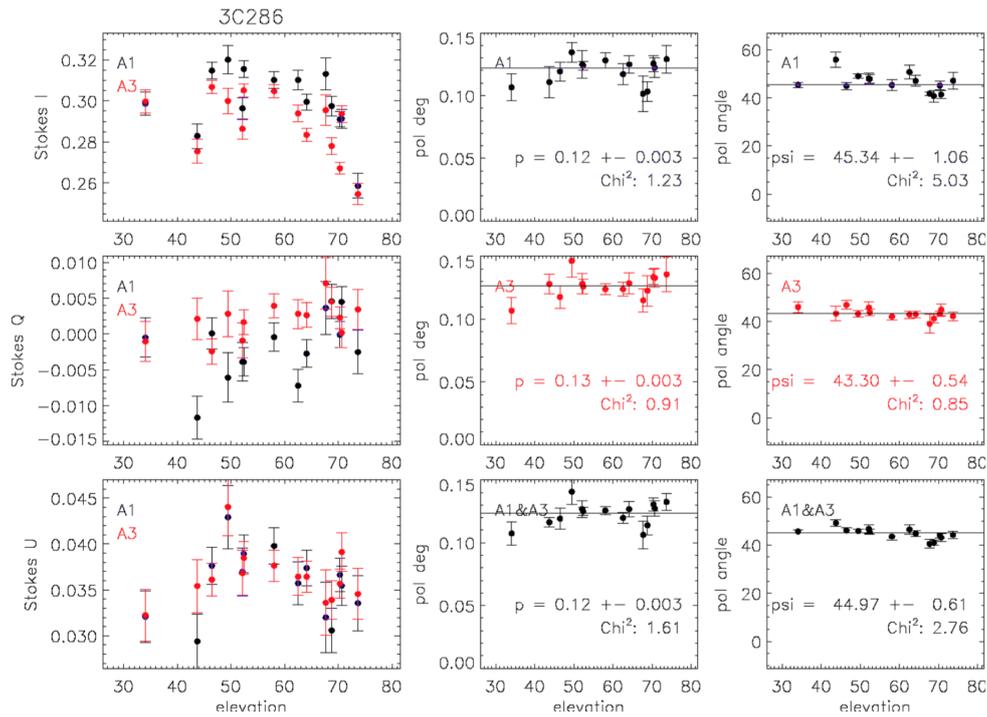


FIGURE 7.12 – Mesure des paramètres de polarisation de 3C286, sans correction de *leakage*. Les incertitudes mentionnées sur ces figures sont estimées à partir de la dispersion des points représentés et en considérant celle-ci comme purement statistique.

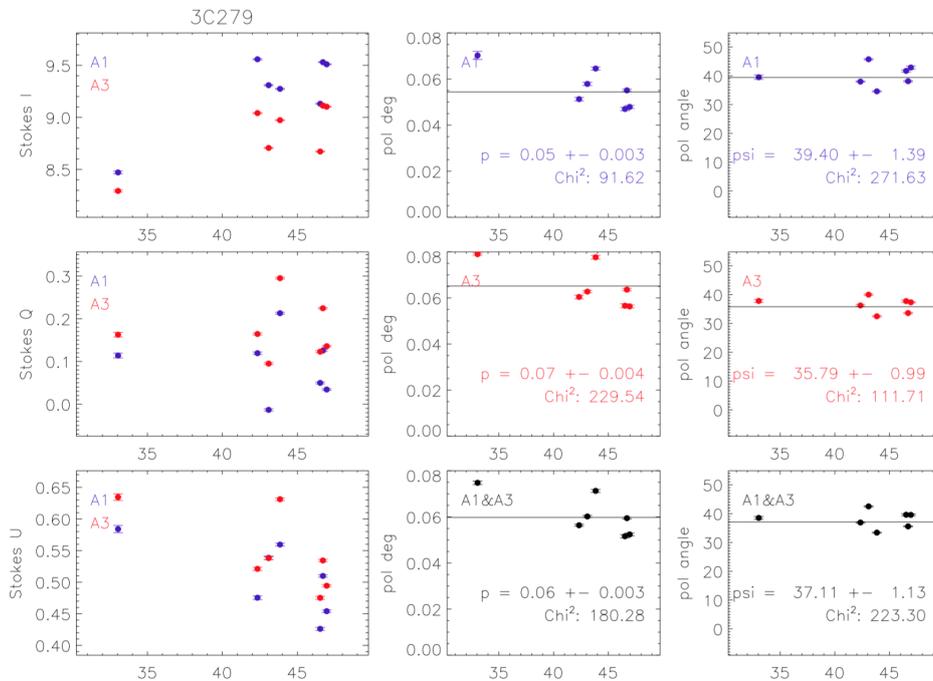


FIGURE 7.13 – Mesure des paramètres de polarisation de 3C279, sans correction de *leakage*. Les incertitudes mentionnées sur ces figures sont estimées à partir de la dispersion des points représentés et en considérant celle-ci comme purement statistique.

7.3.2 Source polarisée diffuse : le Crabe

La nébuleuse du Crabe, ou Tau-A, est une reste de supernova présentant une forte émission synchrotron polarisée. C'est la source polarisée la plus intense dans le ciel aux longueurs d'ondes qui nous intéressent. Elle est de plus isolée dans le ciel et de relativement faible extension avec un diamètre apparent d'à peu près 5 arcmin. Ces raisons font qu'elle est utilisée comme calibrateur par les expériences de mesure du CMB, *Planck* en particulier (Planck Collaboration et al., 2016e). Déjà à l'occasion de cet étalonnage, c'est avec *XPOL* au 30 m de l'IRAM, que le Crabe a été observé Aumont et al. (2010). C'est donc une source de calibration de référence pour *NIKA2*, et avant cela, *NIKA* (Ritacco et al., 2017, 2018).

Les cartes préliminaires obtenues lors de la campagne de Décembre 2018 sont présentées sur la figure 7.14. Ces cartes sont tout d'abord en très bon accord avec les cartes obtenues par *NIKA* (Ritacco et al., 2017). Plus quantitativement, on peut comparer les paramètres de polarisation estimés par d'autres expériences en deux points particuliers de la carte à fort SNR : le pulsar et le maximum d'intensité. Les résultats sont présentés dans le tableau 7.4 et montrent là-aussi un très bon accord avec les mesures existantes par ailleurs. On n'observe pas dans ce cas-ci, de différence d'angle significative entre *XPOL* et *NIKA2* comme c'était le cas pour les quasars au paragraphe précédent.

En intégrant sur toute l'étendue de la source, on mesure également une intensité polarisée $\sqrt{Q^2 + U^2} = 12.35 \pm 0.01$ (stat) Jy, en très bon accord avec la mesure de *Planck* 12.23 ± 0.17 à 217 GHz, compte tenu de l'incertitude de calibration absolue d'au moins 10% (Perotto et al., 2019) à prendre en compte pour finaliser cette étude. En intensité totale toutefois, on observe une perte de flux de quelques pourcents supplémentaires, très probablement liée à la fonction de transfert de la décorrélation à mieux caractériser dans le cas de sources étendues (Ponthieu et al, 2020, in prep.). Comme montré au paragraphe 6.1.4, dans le cas de *NIKA2*, la polarisation est moins affectée que l'intensité par le filtrage du signal à grande échelle.

7.4 Discussion

En premier lieu, les données prises en Décembre 2018 nous ont permis de qualifier toute la chaîne d'acquisition de *NIKA2* en mode polarisé, de valider la rotation de la lame demi-onde en continu à 3 Hz pendant 8 jours, 24h/24 à quelques heures près, et de ré-appliquer et améliorer le *pipeline* de réduction des données développé auparavant pour *NIKA*.

Nous avons mesuré une polarisation instrumentale de l'ordre de 2%, de forme non triviale, variant avec la déformation du beam induite soit par défocalisation, soit par déformatin de l'antenne avec l'élévation. Ce niveau de polarisation instrumentale étant déjà relativement faible, il est d'autant plus difficile de l'améliorer lors du traitement des données. J'ai développé une méthode qui y parvient en principe, basée sur les développements préliminaires effectués à l'époque de *NIKA*. Appliquée sur les données, dans des conditions de focalisation similaires, cette méthode permet de réduire à 0.01% les résidus de polarisation instrumentale. Toutefois, son utilisation routinière sur l'ensemble des données de la campagne n'a pas été possible en raison de la trop grande variabilité du lobe observée lors de cette semaine d'observations.

La lame demi-onde a montré, comme attendu, un fort signal parasite synchrone (cf. section 6.2.2). Nous avons pu montrer, en intégrant environ 5 h sur CX-Tau, que nous pouvions le soustraire jusqu'à 0.5 mJy, sans dévier d'une diminution du bruit en $t^{-1/2}$. Ceci montre également que la polarisation instrumentale n'est pas encore limitante à ce niveau de sensibilité, même sans correction, sans doute

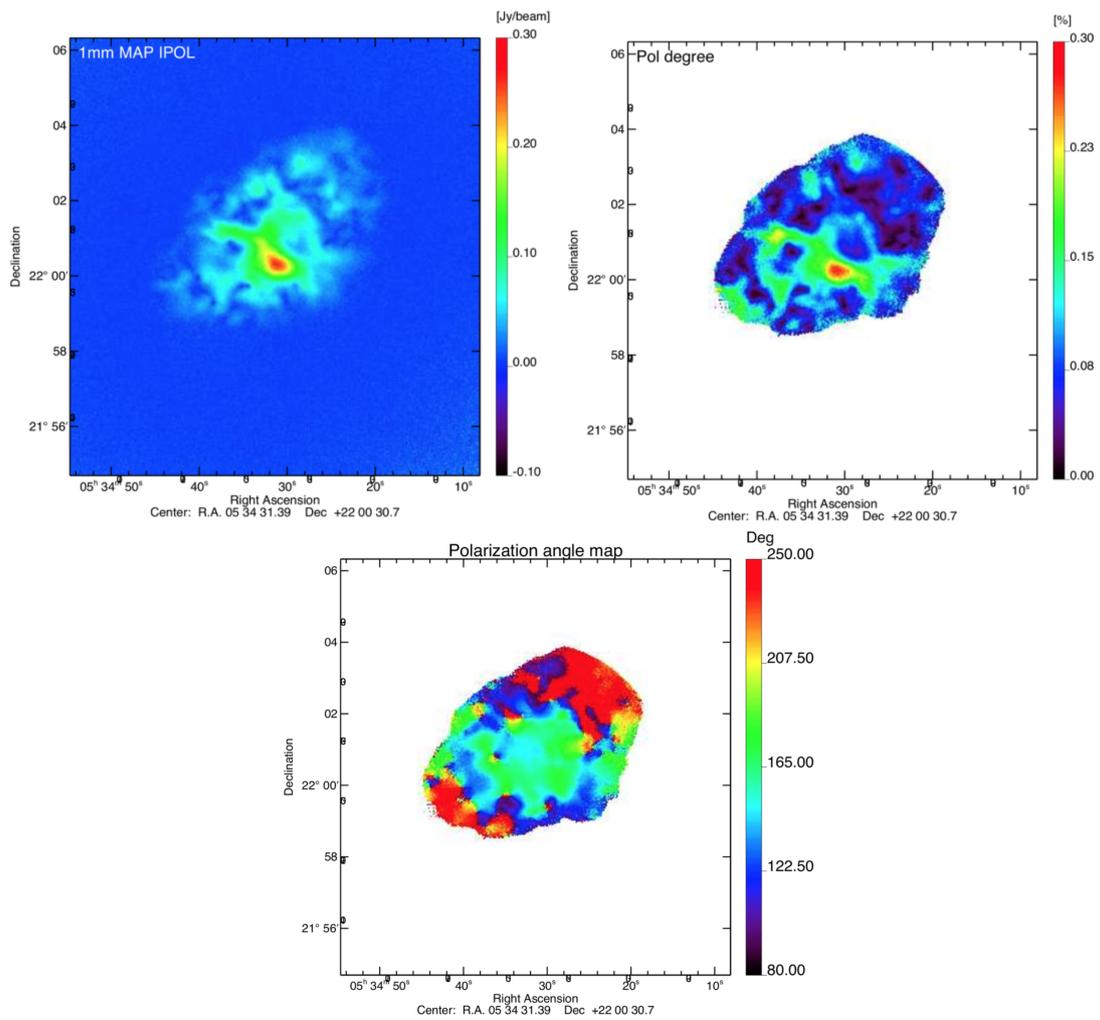


FIGURE 7.14 – Nébuleuse du Crabe : Intensité polarisée $\sqrt{Q^2 + U^2}$, degré de polarisation $p = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$ et angle de polarisation en coordonnées RA-Dec.

		p [%]	ψ_{eq} [deg]
Pulsar	POLKA	18.2 ± 4.8	147.1 ± 7.5
	XPOL	17.5 ± 1.2	150.2 ± 2.0
	SCUPOL	14.8 ± 2.8	143.5 ± 4.4
	NIKA1	17.9 ± 2.2	$138.8 \pm 1.5 \pm 2.3$
	NIKA2	15.8 ± 0.1	$149.08 \pm 0.13 \pm$
Pic d'intensité	POLKA	19.4 ± 4.4	148.1 ± 6.5
	XPOL	21.0 ± 1.2	149.0 ± 1.6
	SCUPOL	16.4 ± 4.8	151.8 ± 8.4
	NIKA1	20.3 ± 0.7	$140.0 \pm 1.0 \pm 2.3$
	NIKA2	18.7 ± 0.1	$150.9 \pm 0.12 \pm$

TABLE 7.4 – Degré et angle de polarisation mesuré en deux endroits particuliers du Crabe par *NIKA2* et comparaison aux mesures disponible dans la littérature. Le pulsar est situé en R.A.(J2000) = $5^h34^m31.94^s$, Dec.(J2000) = $22 \text{ deg } 00'52.2''$, le pic d'intensité déterminé par *NIKA2* est lui situé en R.A.(J2000) = $5^h34^m32.38^s$, Dec.(J2000) = $22 \text{ deg } 00'44.1''$. Les erreurs citées sont à ce stade purement statistiques (*NIKA2* polarization commissioning team, note interne *NIKA2* 2019).

aidée par la rotation du ciel pendant les observations de la source. Les NEFD mesurées en polarisation sont de $21 \text{ mJy/beam.s}^{1/2}$, c'est à dire meilleures que la NEFD mesurée en intensité totale, y compris sans lame tournante. Même s'il reste à déterminer plus précisément l'incertitude de calibration absolue qui devrait être autour de 10%, ceci démontre l'efficacité d'une lame demi-onde en rotation continue et rapide dans la réjection du bruit de ciel en polarisation.

L'étalonnage de l'orientation absolue de l'instrument par rapport au ciel est également une mesure difficile, compte tenu du peu de sources d'étalonnage fiables dont on dispose dans le ciel et de leur variabilité. A ce stade, les résultats obtenus sur le Crabe sont compatibles avec aucune correction d'orientation à appliquer par rapport au design de l'instrument. Les mesures sur deux quasars sont, elles, marginalement compatibles avec ce résultat et indiquent plutôt un décalage d'environ 7° . Une prochaine campagne d'observations, pendant laquelle il faudra prendre encore davantage de soin quant à la focalisation et les conditions d'observations est nécessaire pour remesurer ces sources et accroître la statistique de nos données afin de finaliser cette étude.

Ce chapitre clôt une partie expérimentale reposant sur des mesures concrètes et leurs limites, de la polarisation avec *NIKA2*. On peut noter que le champ de vue de *NIKA2* n'est pas adapté à faire des mesures de la polarisation du CMB, cependant son module polarisé, constitué de KIDs et d'une lame demi-onde en rotation continue, est à ce jour le seul retour expérimental d'un tel système. Ce travail et notamment les sensibilités préliminaires estimées montrent le potentiel que possède un tel système. Ainsi, *NIKA2pol* représente également une source importante d'informations pour les futures expériences CMB qui souhaiteraient implémenter un tel système. Dans la perspective de poursuivre le développement des KIDs et de continuer à développer des projets de plus en plus sensibles, notamment dans le cadre de la polarisation du CMB, nous nous sommes penchés sur deux aspects de ces futures mesures de précision : la mise en oeuvre d'estimateurs des paramètres de polarisation plus performants que ceux utilisés en général jusqu'ici, et l'étude de l'impact de la non linéarité des détecteurs. Ces

deux points font l'objet de la prochaine partie de ce manuscrit.

Troisième partie

Vers des mesures plus fines de la polarisation

CHAPITRE 8

Reconstruction de la polarisation : estimateurs de p et ψ

Sommaire

8.1	Introduction : le biais des estimateurs de la polarisation	123
8.2	Estimateurs de p et ψ	125
8.2.1	Le théorème de Bayes	125
8.2.2	Estimateurs Moyens Bayésiens	125
8.2.3	Estimateurs Maximum PDF	126
8.2.4	Estimateur PSI1	126
8.2.5	Estimateur PSI2	127
8.3	Implémentation dans le cas de NIKA2	127
8.4	Performances des estimateurs	129
8.4.1	Performances des estimateurs du degré de polarisation	129
8.4.2	Performances des estimateurs de l'angle de polarisation	134
8.4.3	Cas 3D : impact du bruit sur I sur p	138
8.5	Conclusion	140

8.1 Introduction : le biais des estimateurs de la polarisation

Avec l'arrivée de nouvelles données polarisées de haute précision provenant par exemple de *Planck* (Planck Collaboration et al., 2011b), *BLAST-Pol* (Galitzki et al., 2014), *PILOT* (Misawa et al., 2014), *XPOL* (Thum et al., 2008) ou *NIKA2* (Adam et al., 2018), il est important d'avoir des estimateurs de la polarisation plus précis. Les modèles de polarisation de la poussière utilisent le degré et l'angle de polarisation p et ψ car ils sont directement reliés aux propriétés d'absorption et de diffusion des grains, ainsi qu'à la direction du champ magnétique. C'est pour cette raison que l'interprétation des mesures est faite à partir de ces derniers. En général, les observations polarimétriques nous fournissent les paramètres de Stokes (I , Q , U), afin de pouvoir comparer les mesures aux modèles physiques il est

nécessaire de construire des estimateurs permettant de déterminer p et ψ , à partir de (I, Q, U) .

Dans toute la suite de ce chapitre, nous noterons avec un indice $_0$, les valeurs des observables physiques "vraies", celles que l'on souhaite déterminer. Les mesures affectées par le bruit, ou les estimateurs construits à partir des observations, seront eux notés sans cet indice, ou avec un indice explicite référant à la méthode par laquelle ils ont été obtenus.

Commençons par l'estimateur le plus simple, donné directement par les définitions des paramètres de Stokes :

$$p_{naif} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad (8.1)$$

$$\psi_{naif} = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right). \quad (8.2)$$

On les appelle les estimateurs "naïfs". Ces estimateurs peuvent être biaisés et entraîner une mauvaise estimation des vrais degré et angle de polarisation p_0 et ψ_0 . En effet, si on considère un p_0 nul, le bruit sur les mesures de I, Q, U , peut engendrer une estimation de p_0 non-nul. C'est [Serkowski \(1958\)](#) qui est le premier à mettre en avant la présence de ce biais dans des mesures optiques de la polarisation linéaire. [Wardle et Kronberg \(1974\)](#) montrent ensuite le même problème en radioastronomie. Dans certains travaux la correction de ce biais n'est pas pris en compte ([Dotson et al., 2010](#)) ou bien seules les données avec un fort SNR (> 3) sont utilisées. D'autres études ont été effectuées afin de construire des estimateurs non biaisés. Plusieurs auteurs (e.g. [Matthews et al. \(2009\)](#) ou [Vaillancourt et Matthews \(2012\)](#)) utilisent la formule dérivée par [Wardle et Kronberg \(1974\)](#) pour débiaiser les mesures :

$$p_{WK} \approx \sqrt{(p_{naif}^2 - \sigma_p^2)}, \quad (8.3)$$

où p_{WK} correspond au degré de polarisation corrigé, p et σ_p correspondent au degré de polarisation et à son incertitude mesurée. Cette approximation n'est valable que pour des mesures faites à haut signal sur bruit. Afin d'améliorer l'estimation du degré de polarisation et de corriger du biais, [Simmons et Stewart \(1985\)](#), [Vaillancourt \(2006\)](#) et plus récemment [Quinn \(2012\)](#) proposent une compilation d'estimateurs du degré de polarisation dont certains sont basés sur une approche Bayésienne. Les articles de [Naghizadeh-Khouei et Clarke \(1993\)](#) et [Clarke et al. \(1993\)](#) étendent ces études à la caractérisation de l'angle de polarisation. Les corrections qu'il faudrait lui apporter sont faibles à fort signal sur bruit ([Naghizadeh-Khouei et Clarke, 1993](#)), ainsi, dans la plupart de ces travaux aucune correction n'est appliquée. Tous ces travaux se concentrent sur des cas particuliers pour lesquels on suppose que le bruit sur Q et U est symétrique ($\sigma_p = \sigma_Q = \sigma_U$) et qu'il n'y a pas de corrélations entre eux ($\sigma_{QU} = \sigma_{IQ} = \sigma_{IU} = 0$). On suppose également que l'intensité totale I est parfaitement connue¹ ($I = I_0$).

Dans une étude plus générale, [Montier et al. \(2015a\)](#) ont montré que les corrélations entre le bruit sur I, Q, U ainsi que σ_I ne peuvent pas toujours être négligées, particulièrement à bas signal sur bruit. Par la suite, ils ont effectué une étude poussée de plusieurs estimateurs permettant de recouvrer p_0, ψ_0 et leurs incertitudes à partir des mesures I, Q, U et en prenant en compte l'ensemble de la matrice de covariance du bruit Σ (équations (6.12) et (6.14)) ([Montier et al., 2015b](#)). C'est dans ce contexte que nous avons décidé de mettre en place des nouveaux estimateurs basés sur la statistique Bayésienne et en partie développés par [Montier et al. \(2015b\)](#). Nous verrons dans une première partie la définition de

1. Le bruit sur I est considéré comme négligeable : $\sigma_I = 0$

ces estimateurs, dans une deuxième partie, comment les implémenter dans le cas de *NIKA2* et dans une troisième partie, la comparaison de leurs performances par l'estimation de leurs biais et de leurs incertitudes.

8.2 Estimateurs de p et ψ

8.2.1 Le théorème de Bayes

Les estimateurs que nous avons mis en place sont basés sur la statistique Bayésienne, celle-ci permet de calculer une distribution de probabilité des paramètres d'intérêt θ à partir de données d connues qui leurs sont liées. Cette distribution est mise à jour et affinée au fur et à mesure que l'on ajoute des observations. Ce raisonnement nous donne une probabilité que l'on peut interpréter comme le degré de confiance que l'on peut attribuer aux paramètres θ . Il s'appuie sur le théorème de Bayes :

$$B(\theta|d) = \frac{B(d|\theta) \times B(\theta)}{B(d)}, \quad (8.4)$$

où $B(\theta|d)$ désigne la densité de probabilité des paramètres θ sachant les données observées d (cette densité de probabilité est aussi appelée distribution postérieure), $B(d|\theta)$ est la fonction de vraisemblance², $B(\theta)$ désigne la distribution de probabilité antérieure³ qui représente la connaissance à priori que l'on a des paramètres θ avant l'observations des données d , et $B(d)$ la probabilité d'obtenir d qui est un terme de normalisation.

Par la suite, on utilise le théorème de Bayes pour construire des nouveaux estimateurs du degré et de l'angle de polarisation, en connaissant les mesures I , Q , U et leurs incertitudes.

8.2.2 Estimateurs Moyens Bayésiens

Connaissant (I_0, Q_0, U_0) et la matrice de covariance du bruit Σ , la densité de probabilité (PDF) de (I, p, ψ) est :

$$f(I, p, \psi|I_0, Q_0, U_0, \Sigma) = \frac{2|p|I^2}{\sqrt{(2\pi)^3}\sigma^3} \exp \left(-\frac{1}{2} \begin{pmatrix} I_0 - I \\ Q_0 - pI \cos 2\psi \\ U_0 - pI \sin 2\psi \end{pmatrix}^T \Sigma^{-1} \begin{pmatrix} I_0 - I \\ Q_0 - pI \cos 2\psi \\ U_0 - pI \sin 2\psi \end{pmatrix} \right), \quad (8.5)$$

avec Σ qui est donnée par l'équation :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_I^2 & \sigma_{IQ} & \sigma_{IU} \\ \sigma_{IQ} & \sigma_Q^2 & \sigma_{QU} \\ \sigma_{IU} & \sigma_{QU} & \sigma_U^2 \end{pmatrix}. \quad (8.6)$$

Dans notre cas, on connaît les mesures I , Q , et U et on souhaite obtenir une estimation de p_0 et ψ_0 tels que $Q_0 = p_0 I_0 \cos 2\psi_0$ et $U_0 = p_0 I_0 \sin 2\psi_0$ (les vraies valeurs, non affectées par le bruit de mesure, sont représentées par l'indice "0"). Pour cela on utilise le théorème de Bayes et la distribution postérieure B est donnée par :

2. La probabilité d'observer les données d compte tenu des paramètres θ fixes
 3. *Prior* en anglais

$$B(I_0, p_0, \psi_0 | I, Q, U, \Sigma) = \frac{f(I, P, \psi | I_0, p_0, \psi_0) \kappa(I_0, p_0, \psi_0)}{\int_0^{+\infty} \int_0^1 \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} f(I, p, \psi | I'_0, p'_0, \psi'_0, \Sigma) \kappa(I'_0, p'_0, \psi'_0) d\psi'_0 dp'_0 dI'_0} \quad (8.7)$$

$$B(I_0, p_0, \psi_0 | I, Q, U, \Sigma) \propto \exp \left(-\frac{1}{2} \begin{pmatrix} I - I_0 \\ Q - p_0 I_0 \cos 2\psi_0 \\ U - p_0 I_0 \sin 2\psi_0 \end{pmatrix}^T \Sigma^{-1} \begin{pmatrix} I - I_0 \\ Q - p_0 I_0 \cos 2\psi_0 \\ U - p_0 I_0 \sin 2\psi_0 \end{pmatrix} \right), \quad (8.8)$$

où le dénominateur de l'équation (8.7) est un facteur de normalisation et $\kappa(I_0, p_0, \psi_0)$ représente la connaissance a priori qu'on a de I_0 , p_0 et ψ_0 . Les *Estimateurs Moyens Bayésien* (MB) du degré et de l'angle de polarisation sont construits à l'aide de la distribution de probabilité postérieure B comme :

$$p_{MB} = \int_{\mathbb{R}} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_0^1 p_0 B(I_0, p_0, \psi_0 | I, Q, U, \Sigma) dI_0 dp_0 d\psi_0, \quad (8.9)$$

$$\psi_{MB} = \int_{\mathbb{R}} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_0^1 \psi_0 B(I_0, p_0, \psi_0 | I, Q, U, \Sigma) dI_0 dp_0 d\psi_0. \quad (8.10)$$

En théorie l'intensité peut être infinie, mais en pratique on restreint son intégrale entre $I \pm 5\sigma_I$. L'approche Bayésienne est le seul formalisme permettant de facilement prendre en compte le bruit sur les trois paramètres de Stokes, cependant en considérant le bruit sur l'intensité celle-ci peut devenir négative entraînant une estimation du degré de polarisation infinie ou négative. Le choix du prior sur I_0 et p_0 peut donc avoir un impact important sur l'estimation p_{MB} . Cela est d'autant plus vraie dans les régions à faible luminosité, on pourrait pour ces régions, autoriser un I_0 négatif, impliquant de restreindre le degré de polarisation entre $[-1, 1]$ au lieu de $[0, 1]$.

8.2.3 Estimateurs Maximum PDF

Les PDF du degré et de l'angle de polarisation sont obtenues par marginalisation de la distribution donnée par l'équation (8.8), sur I , ψ et p :

$$B_p = \int_0^{+\infty} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} B(I_0, p_0, \psi_0 | I, Q, U, \Sigma) dI_0 d\psi_0, \quad (8.11)$$

$$B_\psi = \int_0^{+\infty} \int_0^1 B(I_0, p_0, \psi_0 | I, Q, U, \Sigma) dI_0 dp_0. \quad (8.12)$$

Les *Estimateurs Maximum PDF* (MaxPDF) sont alors définies comme les valeurs de p et ψ qui maximisent B_p et B_ψ .

8.2.4 Estimateur PSI1

PSI1 permet de calculer une estimation de l'angle de polarisation. Par définition, $Q = pI \cos 2\psi$ et $U = pI \sin 2\psi$. On peut donc écrire ψ comme :

$$\psi_{PSI1} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\widehat{\sin 2\psi}}{\widehat{\cos 2\psi}} \right). \quad (8.13)$$

On peut estimer $\widehat{\sin 2\psi}$ et $\widehat{\cos 2\psi}$ en sachant Q , U et Σ avec :

$$\widehat{\cos 2\psi} = \int_{\mathbb{R}} \frac{Q}{\sqrt{Q^2 + U^2}} \exp \left(-\frac{1}{2} \begin{pmatrix} Q - Q_0 \\ U - U_0 \end{pmatrix}^T \Sigma^{-1} \begin{pmatrix} Q - Q_0 \\ U - U_0 \end{pmatrix} \right), \quad (8.14)$$

$$\widehat{\sin 2\psi} = \int_{\mathbb{R}} \frac{U}{\sqrt{Q^2 + U^2}} \exp \left(-\frac{1}{2} \begin{pmatrix} Q - Q_0 \\ U - U_0 \end{pmatrix}^T \Sigma^{-1} \begin{pmatrix} Q - Q_0 \\ U - U_0 \end{pmatrix} \right), \quad (8.15)$$

Du fait des fonctions trigonométriques arctangente, cosinus et sinus, la mesure de l'angle est connue à $2k\pi$ près. Pour ne pas être affecté par les fonctions trigonométriques on choisit d'effectuer les simulations permettant d'estimer les angles de polarisation (voir section 8.4.2) avec un angle de polarisation initial ψ_0 égal à 0° . Comme il est toujours possible de choisir les axes de Q et U de manière à ce que $\psi = 0^\circ$, on peut se permettre d'appliquer les résultats obtenus avec $\psi_0 = 0^\circ$ au cas général.

8.2.5 Estimateur PSI2

Cet estimateur est une variante de PSI1, permettant d'estimer l'angle de polarisation à partir des observations Q et U . On le définit comme :

$$\psi_{PSI2} = \int_{\mathbb{R}^2} f(Q_0, U_0 | Q, U, \Sigma) \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right) dQdU, \quad (8.16)$$

avec $f(Q_0, U_0 | Q, U, \Sigma)$ qui est la distribution de probabilité postérieure de Q_0 et U_0 sachant les observations Q et U . Elle est donnée par :

$$f(Q_0, U_0 | Q, U, \Sigma) = \exp \left(-\frac{1}{2} \begin{pmatrix} Q - Q_0 \\ U - U_0 \end{pmatrix}^T \Sigma^{-1} \begin{pmatrix} Q - Q_0 \\ U - U_0 \end{pmatrix} \right). \quad (8.17)$$

8.3 Implémentation dans le cas de NIKA2

Une des forces de ces estimateurs est qu'ils permettent de facilement prendre en compte l'ensemble de la matrice de covariance du bruit Σ (voir équation (8.6)). Dans cette partie, on veut montrer que l'optimisation de la conception, des méthodes de démodulation (cf. section 6.1.4) et de décorrélation (cf. section 4.5) de NIKA2, nous permet de nous placer dans un régime dit canonique (Montier et al., 2015a), pour lequel il est possible de simplifier Σ . En effet la définition du régime canonique implique qu'il n'y a pas de corrélations entre le bruit sur les paramètres de Stokes et donc que $\sigma_{IQ} = \sigma_{IU} = \sigma_{QU} = 0$. Pour cela on veut montrer que les termes hors-diagonaux de Σ , correspondant à σ_{IQ} , σ_{IU} et σ_{QU} sont négligeables face aux termes diagonaux. Dans le cas de NIKA2, pour une mesure de (I, Q, U) obtenue par la combinaison de n échantillons, Σ peut être définie à l'aide de l'équation (6.16) comme :

$$\Sigma^{-1} = \frac{n}{\sigma^2} \begin{pmatrix} 1 & \langle \cos(4\omega t_i + 2\psi_i) \rangle & \langle \sin(4\omega t_i + 2\psi_i) \rangle \\ \langle \cos(4\omega t_i + 2\psi_i) \rangle & \langle \cos^2(4\omega t_i + 2\psi_i) \rangle & \langle \cos(4\omega t_i + 2\psi_i) \sin(4\omega t_i + 2\psi_i) \rangle \\ \langle \sin(4\omega t_i + 2\psi_i) \rangle & \langle \cos(4\omega t_i + 2\psi_i) \sin(4\omega t_i + 2\psi_i) \rangle & \langle \sin^2(4\omega t_i + 2\psi_i) \rangle \end{pmatrix}. \quad (8.18)$$

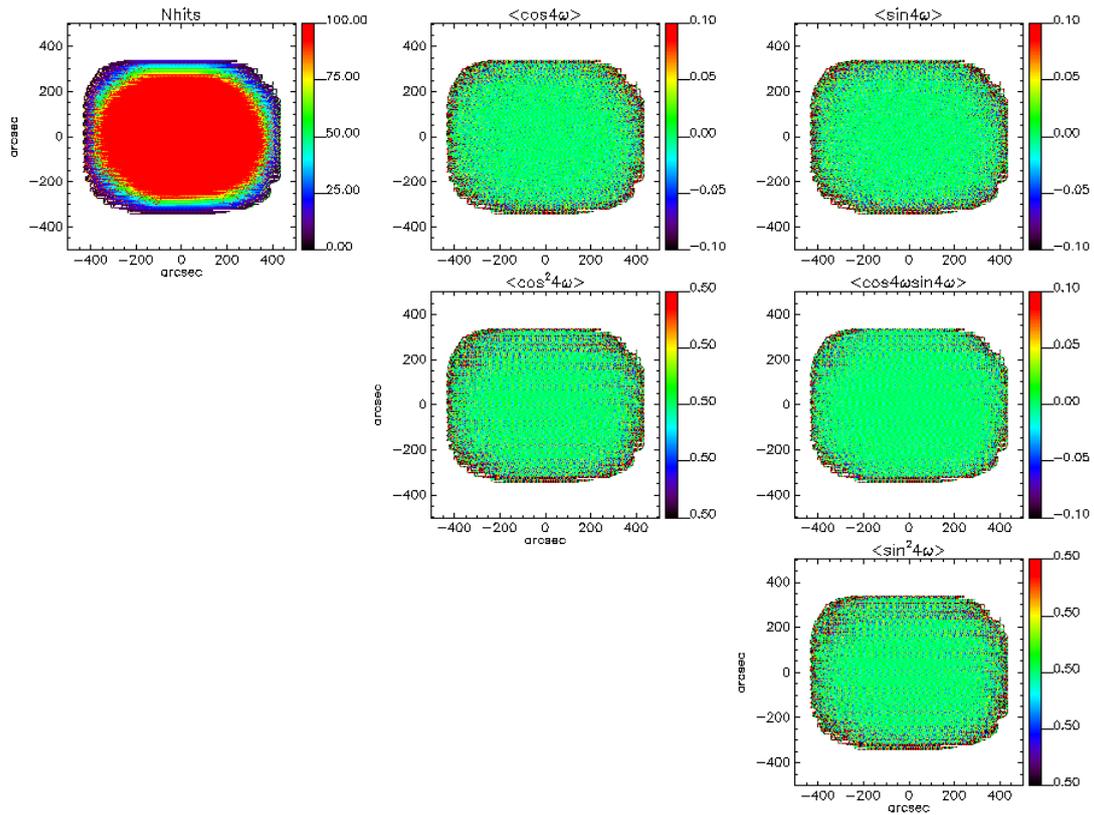


FIGURE 8.1 – Cartes représentant les différents termes de la matrice de covariance Σ donnés par l'équation (8.18). Elles ont été obtenues à partir d'une observation de moins de 4 mn du quasar 3C286 avec *NKA2*. Les valeurs minimales et maximales des échelles de couleurs pour les termes en \cos^2 et \sin^2 sont $0.5 \pm 5 \times 10^{-6}$.

avec $\omega = 2\pi\nu_{HWP}t$, n le nombre de mesures et $\langle \dots \rangle$ dénote la moyenne sur les mesures. La figure 8.1 illustre cette équation, en présentant d'une part le nombre d'échantillons par pixel de 4 arcsec de résolution, et d'autre part les moyennes des différents cosinus, sinus et de leurs produits. Dès que l'on dépasse la centaine d'échantillons par pixels, les termes hors diagonale deviennent inférieurs à 0.001 ainsi que les écarts des \cos^2 et \sin^2 par rapport au 0.5 idéal. Ainsi, dès quelques minutes d'observation, la matrice de covariance par pixel dans notre cas peut bien être approchée par une matrice diagonale et donc être réduite à :

$$\Sigma^{-1} = \begin{pmatrix} 1/\sigma_I^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sigma_Q^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\sigma_U^2 \end{pmatrix}. \quad (8.19)$$

Ceci allège considérablement à la fois le besoin de calcul des termes d'erreurs lors des mesures et l'implémentation des estimateurs présentés en section 8.2. La prochaine section présente, dans ce cas de figure, les performances relatives de ces estimateurs.

8.4 Performances des estimateurs

Afin de comparer les performances des estimateurs p et ψ , on détermine leur distribution à l'aide de simulations Monte-Carlo de mesures des paramètres de Stokes. Pour cela on simule I , Q , U comme :

$$I = I_0 + \sigma_I, \quad (8.20)$$

$$Q = p_0 I_0 \cos 2\psi_0 + \sigma_Q, \quad (8.21)$$

$$U = p_0 I_0 \sin 2\psi_0 + \sigma_U, \quad (8.22)$$

où le bruit est considéré comme gaussien et $\sigma_Q = \sigma_U = \sigma_p I_0$. Les valeurs I_0 , p_0 , ψ_0 et σ_p sont connues. Les distributions de p et ψ sont alors construites à l'aide des estimateurs définis précédemment. Les valeurs finales du degré et de l'angle de polarisation estimées sont données par la moyenne de p et ψ sur l'ensemble des réalisations. On verra dans cette section quel impact a le niveau de signal sur bruit sur les estimateurs p et ψ , à travers l'étude de leurs biais et de leurs incertitudes. Dans un premier temps on considèrera que l'intensité est parfaitement connue ($\sigma_I = 0$) (voir section 8.4.1), puis dans la dernière partie, on étudiera l'estimateur du degré de polarisation en considérant σ_I non nul (voir section 8.4.3).

8.4.1 Performances des estimateurs du degré de polarisation

Asymétries des distributions

La forme des distributions de p estimées par les estimateurs WK, MB et MaxPDF dépend du niveau de signal sur bruit sur la polarisation. En effet, ces estimateurs présentent des distributions de plus en plus asymétriques lorsque le niveau de signal sur bruit diminue comme le montre la figure 8.2. Celle-ci représente les distributions de p_{WK} (gauche), p_{MB} (milieu) et p_{MaxPDF} (droite) obtenues à l'aide de 50000 réalisations Monte-Carlo, pour différents niveaux de signal sur bruit : $p_0/\sigma_p = 10$ (haut), 2 (bas).

Lorsque le niveau de signal sur bruit est élevé ($p_0/\sigma_p = 10$), les distributions des trois estimateurs présentent une allure Gaussienne. En revanche, lorsque p_0/σ_p diminue ($p_0/\sigma_p = 2$), celles-ci

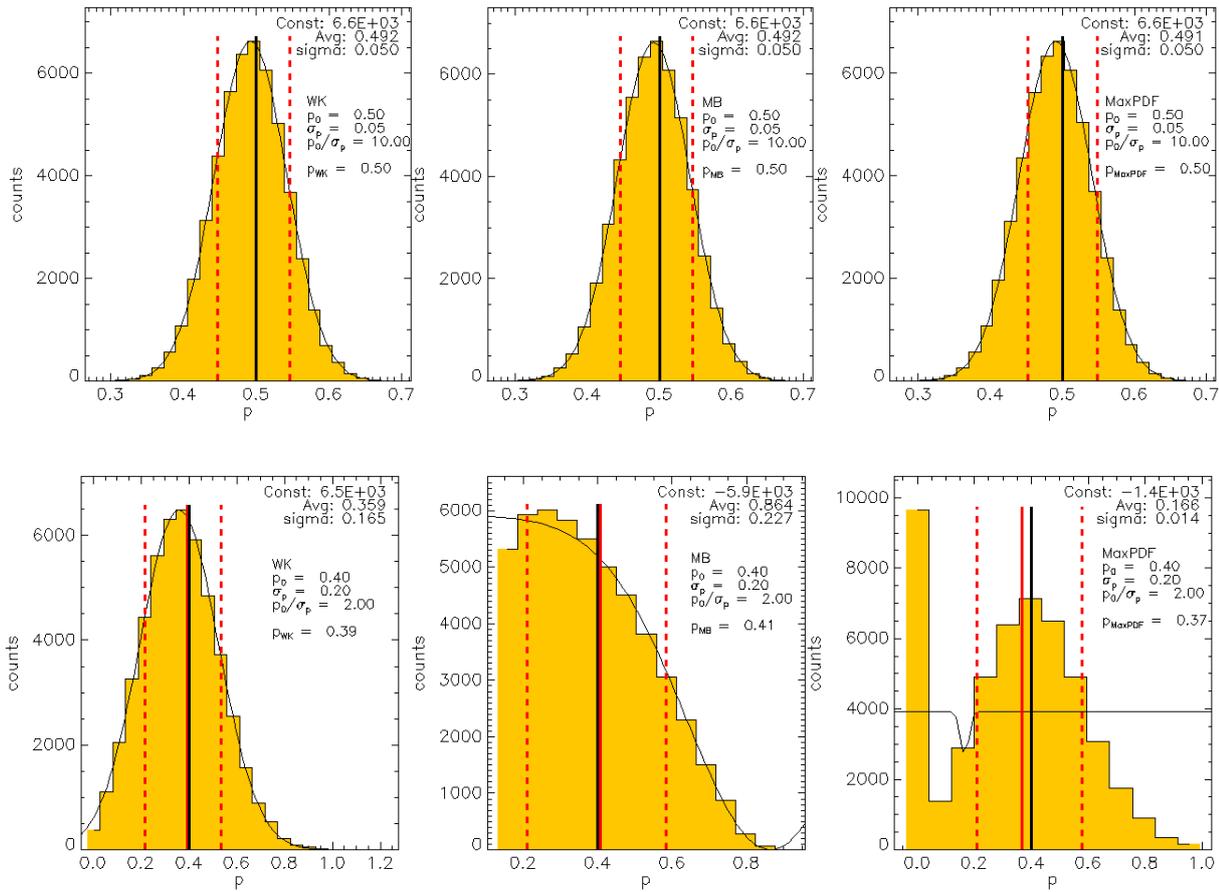


FIGURE 8.2 – Distributions de p_{WK} (gauche), p_{MB} (milieu) et p_{MaxPDF} (droite) obtenues à partir de 50000 simulations Monte-Carlo, pour différents niveaux de signal sur bruit : $p_0/\sigma_p = 10$ (haut), 2 (bas). p_0 est fixé à 0.5 (haut) et 0.4 (bas). On considère $I_0 = 1$ et $\sigma_I = 0$. Le trait plein noir correspond à la vraie valeur du degré de polarisation p_0 . Les traits rouges pleins et pointillés correspondent respectivement aux valeurs moyennes et aux limites inférieures et supérieures à 68% niveau de confiance des estimateurs. Plus p_0/σ_p est faible et plus les distributions sont asymétriques.

présentent de plus en plus d'asymétries, jusqu'à s'éloigner complètement de la forme d'une distribution Gaussienne. On remarque également que les distributions de p_{MaxPDF} montrent une importante discontinuité lorsque le niveau de signal sur bruit est faible. En effet on peut voir qu'à $p_0/\sigma_p = 2$, qu'une partie non négligeable des estimations de p_{MaxPDF} vaut 0. Ainsi à faible signal sur bruit p_{MaxPDF} pourrait renvoyer une estimation nulle du degré de polarisation lorsque celui-ci ne l'est pas, on peut interpréter cette valeur comme un indicateur du faible niveau de SNR d'une mesure.

Pour certains estimateurs, la forme des distributions ne dépend pas que de la valeur du signal sur bruit, mais aussi de la valeur du degré de polarisation initial p_0 . La figure 8.3 représente les distributions de p_{WK} , p_{MB} et p_{MaxPDF} à $p_0 = 0.95$ et $\sigma_p = 0.06$. Du fait des bornes d'intégrations qui limitent p_{MB} et p_{MaxPDF} entre 0 et 1, leurs distributions sont coupées nettes à 0 et à 1, ce qui crée des asymétries lorsque $p_0 \sim 0$ ou 1.

Les asymétries que l'on observe sur les distributions peuvent poser problème lors de la détermination des incertitudes des estimateurs, et on verra dans un prochain paragraphe comment dans ces cas là, estimer des incertitudes fiables. On remarque que la vraie valeur p_0 n'est pas toujours égale à la valeur estimée p , montrant la présence d'un biais que l'on étudiera dans le prochain paragraphe.

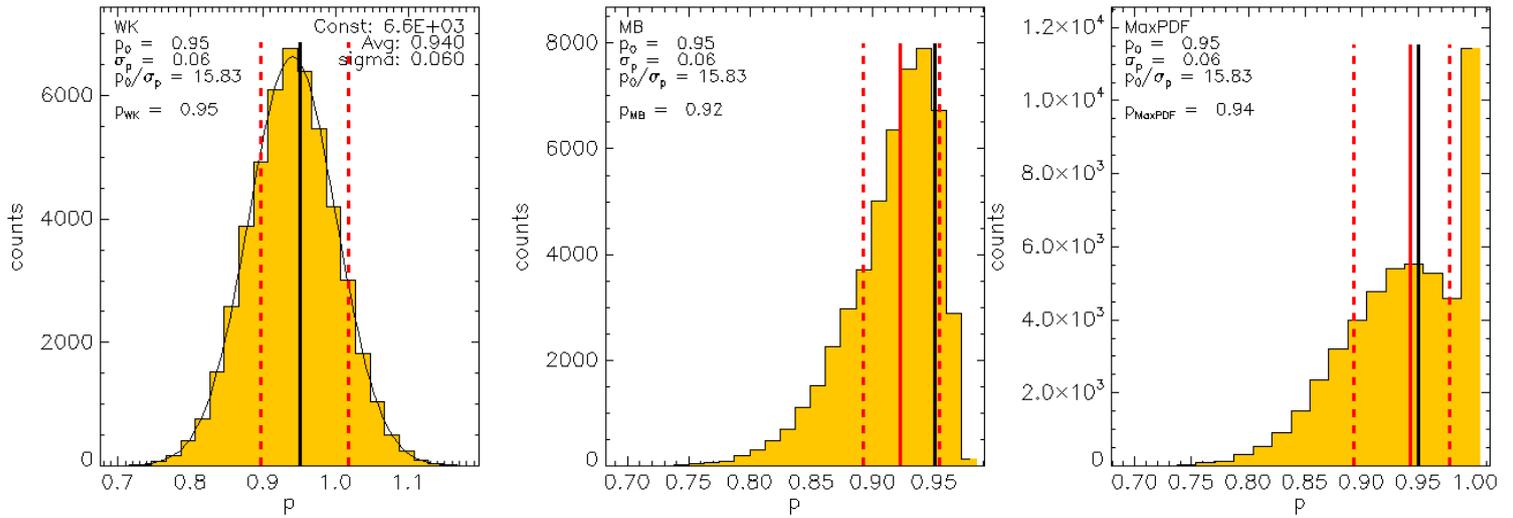


FIGURE 8.3 – Distributions de p_{WK} (gauche), p_{MB} (milieu) et p_{MaxPDF} (droite), obtenues à partir de 50000 réalisations Monte-Carlo, avec comme valeurs de départ $p_0 = 0.95$ et $\sigma_p = 0.06$. On considère $I_0 = 1$ et $\sigma_I = 0$. Le trait plein noir correspond à la vraie valeur du degré de polarisation p_0 . Les traits rouges pleins et pointillés correspondent respectivement aux valeurs moyennes et aux limites inférieures et supérieures à 68% niveau de confiance des estimateurs. Les distributions de p_{MB} et p_{MaxPDF} sont bornées à 0 et à 1, créant des asymétries lorsque $p_0 \sim 0$ ou 1

Biais

Afin de comparer la précision des estimateurs présentés, on étudie leur capacité à fournir des estimations p faiblement biaisées. Pour cela, on définit le biais relatif comme :

$$Biais_p = \frac{\langle p \rangle - p_0}{\sigma_p}, \quad (8.23)$$

où p_0 est la vraie valeur du degré de polarisation, $\langle p \rangle$ est la moyenne des mesures des estimations de p_0 , σ_p est le bruit sur les mesures des paramètres de Stokes avec $\sigma_p = \sigma_{Q,U}/I_0$. Le comportement du biais des différents estimateurs en fonction du signal sur bruit est représenté sur la figure 8.4. Chaque point est obtenu à partir de 30000 réalisations Monte-Carlo de mesures des paramètres de Stokes. Trois cas ont été étudiés : $\sigma_p = 0.05$ (haut), 0.1 (milieu), 0.2 (bas) et dans tous les cas p_0 varie de 0 à 1. Si on se concentre sur la figure du haut ($\sigma_p = 0.05$) :

- Globalement l'estimateur naïf présente les moins bonnes performances à tout SNR.
- À fort SNR ($p_0/\sigma_p \geq 4$), le biais de tous les estimateurs, excepté le naïf, converge vers 0.
- À faible SNR ($p_0/\sigma_p < 3$), l'estimateur MaxPDF est celui qui présente les meilleurs résultats, avec un biais maximal égal à 52% de σ_p (plus de 100% pour MB et naïf, et diverge vers l'infini pour WK).

Si on se concentre maintenant sur les figures du milieu ($\sigma_p = 0.1$) et du bas ($\sigma_p = 0.2$), on remarque que dans les cas des estimateurs MB et MaxPDF, lorsque p_0 prend des valeurs extrêmes autour de 0 et 1, quel que soit le niveau de signal sur bruit, le biais relatif ne converge pas vers 0. Cela est en fait dû aux bornes d'intégration qui limitent p entre 0 et 1. Les valeurs du biais pour p_0 proche de 1 ont été

coupées sur la figure du haut de manière à montrer que les estimateurs sont non biaisés à haut SNR pour $p_0 \neq 1$.

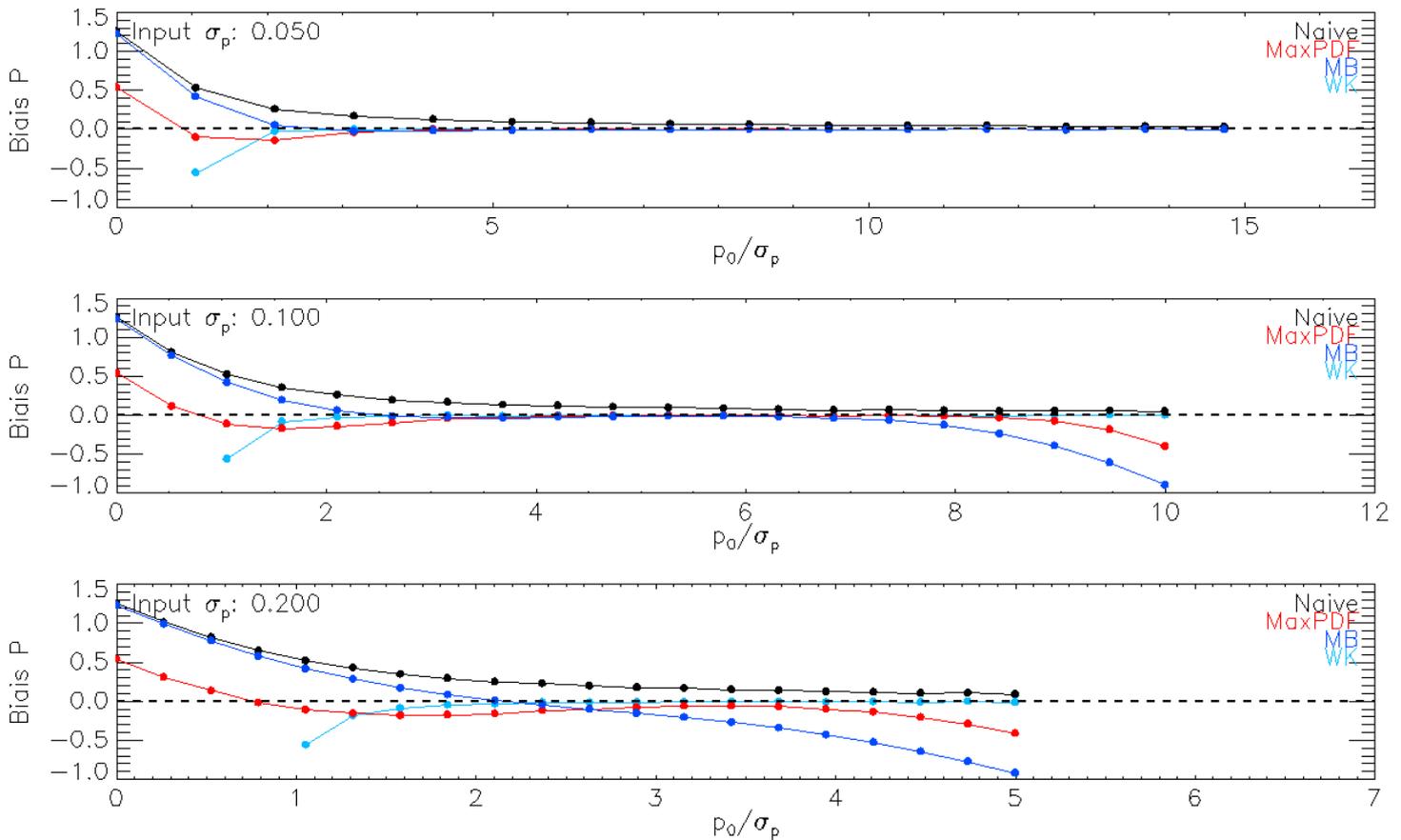


FIGURE 8.4 – Comparaison des performances des estimateurs naïf (noir), WK (turquoise), MB (bleu) et MaxPDF (rouge) en terme de biais en fonction du signal sur bruit sur la polarisation. Le biais a été calculé à partir de 30000 simulations Monte-Carlo des paramètres de Stokes et avec la connaissance de p_0 et Σ . Dans toutes les simulations p_0 varie de 0 à 1, $\sigma_I = 0$ et $\sigma_p = 0.05$ (haut), 0.1 (milieu), 0.2 (bas).

Finalement, à fort signal sur bruit sur la polarisation ($p_0/\sigma_p \geq 4$) et pour $p_0 \neq 1$, le biais de tous les estimateurs, excepté le naïf, converge vers 0. À bas SNR ($p_0/\sigma_p < 3$), l'estimateur MaxPDF est celui qui se montre le plus performant. Une fois que l'on a construit les estimateurs il est nécessaire de pouvoir leur associer des incertitudes. Le prochain paragraphe présente comment estimer ces incertitudes et comment elles se comportent en fonction du signal sur bruit.

Incertitudes

Il est essentiel de pouvoir estimer des incertitudes robustes afin de donner des estimations de la polarisation fiables. On a vu précédemment qu'en fonction du niveau du signal sur bruit et de la polarisation, les distributions des différents estimateurs du degré de polarisation présentent des

asymétries plus ou moins importantes. Cela peut poser problème lorsque que l'on veut déterminer les incertitudes des valeurs estimées. À fort signal sur bruit, les distributions des valeurs estimées des mesures ont une allure Gaussienne, dans ce cas là, on peut donner l'incertitude d'une mesure à l'aide de la variance de sa distribution. L'expression de l'incertitude de l'estimateur naïf $p = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$ peut alors être calculé analytiquement par différentiation comme :

$$\sigma_p = \frac{\sqrt{Q^2\sigma_Q^2 + U^2\sigma_U^2 + p^4I^2\sigma_I^2}}{pI^2} \quad (8.24)$$

Lorsque le niveau de signal sur bruit diminue et que les distributions deviennent non Gaussiennes, l'utilisation de cette expression et de la variance n'est plus suffisante. On préférera alors utiliser une approche qui est valide même pour des distributions qui ne sont plus Gaussiennes, en donnant des intervalles de confiance associés à des niveaux ($\lambda = 68\%, 95\%$ et 99%) qui encadrent la valeur estimée p . Les limites supérieures p_{MaxPDF}^+ et inférieures p_{MaxPDF}^- de p_{MaxPDF} peuvent être directement calculées comme les contours de p_{MaxPDF} tels que :

$$\int_{p_{MaxPDF}^-}^{p_{MaxPDF}^+} B_p(p_0|I, Q, U, \Sigma)dp_0 = \frac{\lambda}{100}. \quad (8.25)$$

On veut étudier la capacité des estimateurs naïf, WK, MB et MaxPDF à estimer σ_p . La figure 8.5 montre le rapport entre l'estimation $\hat{\sigma}_p$ et le vrai σ_p en fonction du signal sur bruit pour $\sigma_p = 0.05$ (haut), 0.1 (milieu), 0.2 (bas). L'incertitude estimée $\hat{\sigma}_p$ est calculée à partir des limites supérieures (σ_p^+) et inférieures (σ_p^-) des intervalles de confiance à 68% comme $(\sigma_p^- + \sigma_p^+)/2$. Comme pour la figure 8.4, pour y voir plus clair, on a coupé les valeurs pour lesquelles p_0 est proche de 1 sur la figure du haut ($\sigma_p = 0.05$). À partir de $p_0/\sigma_p \geq 3$ les valeurs de $\hat{\sigma}_p$ converge vers σ_p ce qui valide les estimations des incertitudes du degré de polarisation. Comme on peut le voir sur les figures du milieu et du bas, de même que pour le degré de polarisation, $\hat{\sigma}_p$ ne tend plus vers σ_p lorsque $p_0 \simeq 1$, du fait des bornes d'intégrations de p_{MB} et p_{MaxPDF} qui crée des asymétries au niveau des distributions de p (voir figure 8.3).

En résumé, j'ai étudié la capacité des estimateurs p_{naif} , p_{WK} , p_{MB} , p_{MaxPDF} à fournir une valeur de p non biaisée et des incertitudes fiables en fonction du niveau du signal sur bruit. À fort SNR et pour $p_0 \neq 1$, tous les estimateurs sont non biaisés et donnent une incertitude fiable. À faible SNR c'est p_{MaxPDF} qui montre les meilleures performances en présentant le biais le plus faible. On rappelle que dans toutes ces simulations l'intensité est considérée comme parfaitement connue ($\sigma_I = 0$), or par définition le degré de polarisation dépend également du bruit σ_I . Dans la section 8.4.3 je ferai la même étude, mais cette fois en prenant en compte le bruit sur l'intensité. Dans la prochaine section, je mènerai une étude similaire sur les estimateurs d'angles de polarisation.

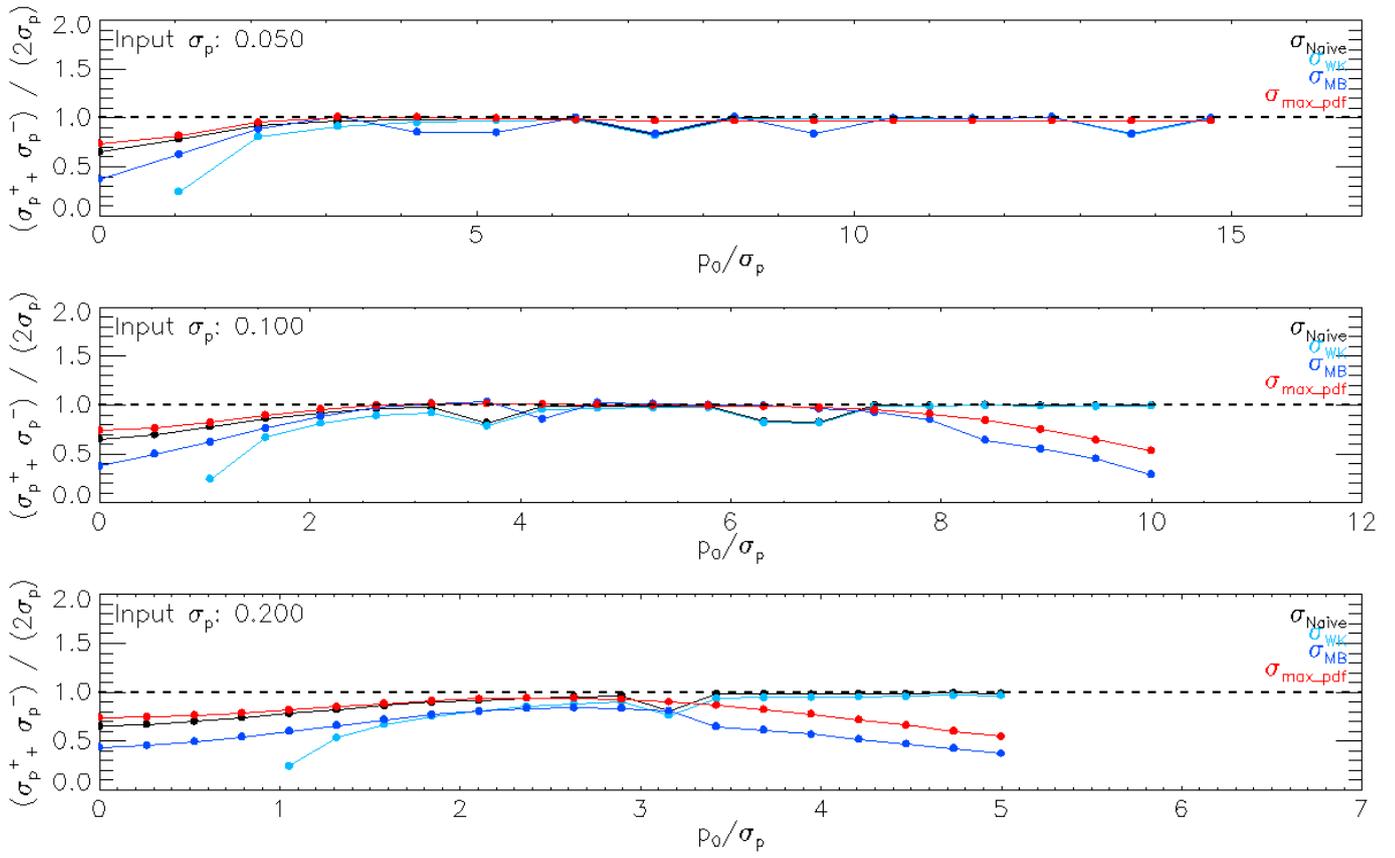


FIGURE 8.5 – Représentation de $\hat{\sigma}_p / \sigma_p$ en fonction du signal sur bruit pour un σ_p initial fixé à 0.05 (haut), 0.1 (milieu) et 0.2 (bas). L'incertitude estimée $\hat{\sigma}_p$ est calculée à l'aide des intervalles de confiance à 68% comme $(\sigma_p^- + \sigma_p^+) / 2$. Les courbes sont réalisées pour les 4 estimateurs : naïf (noir), WK (turquoise), MB (bleu), MaxPDF (rouge).

8.4.2 Performances des estimateurs de l'angle de polarisation

Asymétries des distributions

Comme pour les estimateurs du degré de polarisation, les estimateurs des angles de polarisation (MB, MaxPDF, PSI1 et PSI2) montrent des asymétries plus ou moins importantes en fonction du niveau du signal sur bruit p_0 / σ_p . Les figures suivantes montrent les distributions de ces estimateurs lorsque $p_0 / \sigma_p = 10$ et 0.5. À fort SNR (voir figure 8.6) les distributions sont Gaussiennes, en revanche à faible SNR (voir figure 8.7), des asymétries apparaissent et on voit notamment que les queues des distributions deviennent plus larges. Dans ce dernier cas, les distributions qui restent le plus Gaussiennes sont celles de ψ_{MB} et ψ_{PSI2} , on préférera donc utiliser ces estimateurs plutôt que ψ_{MaxPDF} ou ψ_{PSI1} .

À l'instar de l'étude réalisée sur les estimateurs du degré de polarisation, on étudie dans les prochains paragraphes le biais et les incertitudes des estimateurs d'angle de polarisation.

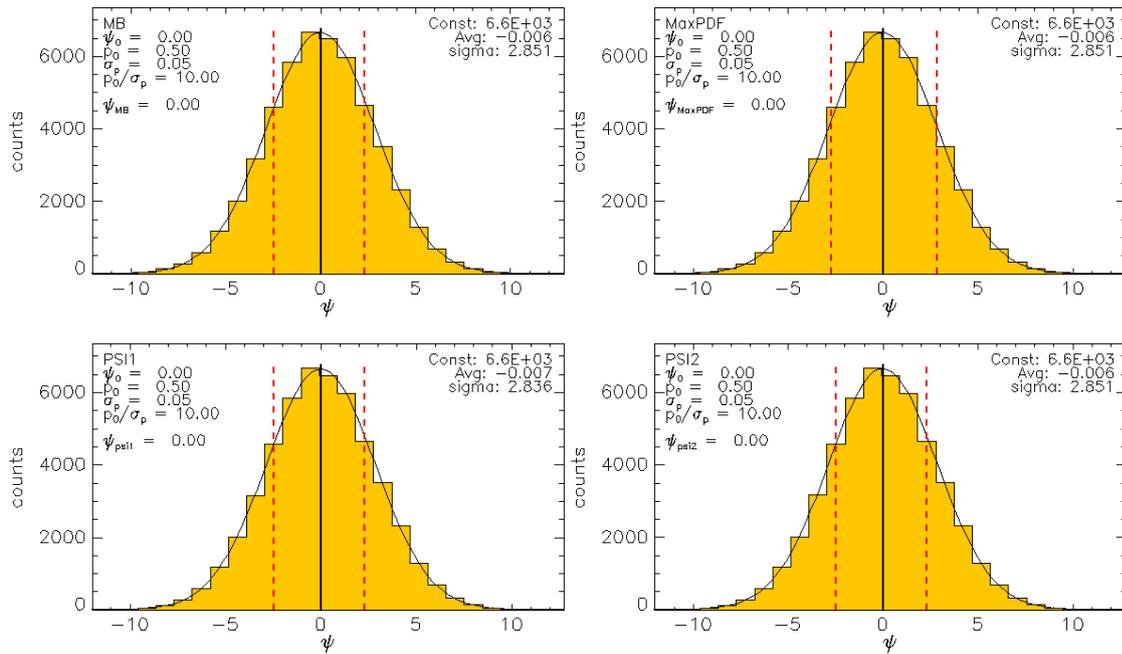


FIGURE 8.6 – Distributions de ψ_{MB} (haut - gauche) , ψ_{MaxPDF} (haut - droite) , ψ_{PSI1} (bas - gauche) et ψ_{PSI2} (bas - droite) obtenues à partir de 50000 simulations Monte-Carlo. Les valeurs initiales sont : $\psi_0 = 0^\circ$, $p_0 = 0.6$ et $\sigma_p = 0.06$ ($p_0/\sigma_p = 10$). On considère $I_0 = 1$ et $\sigma_I = 0$. Le trait plein noir correspond à la vraie valeur du degré de polarisation ψ_0 . Les traits rouges pleins et pointillés correspondent respectivement aux valeurs moyennes et aux limites inférieures et supérieures à 68% niveau de confiance des estimateurs.

Biais

Afin d'estimer les performances des estimateurs de l'angle de polarisation présentés, on étudie leur biais, qu'on définit comme :

$$Biais_\psi = \frac{\langle \psi \rangle - \psi_0}{\sigma_\psi}, \quad (8.26)$$

avec ψ_0 la vraie valeur de l'angle de polarisation, $\langle \psi \rangle$ est la moyenne des estimations ψ sur toutes les réalisations, σ_ψ est la variance de la distribution des mesures simulées. La figure 8.8 montre le biais obtenu pour chaque estimateur en fonction du signal sur bruit et pour différents σ_p . Tous les estimateurs montrent de très bonnes performances et sont non biaisés quel que soit le niveau du signal sur bruit.

Incertitudes

Une fois qu'on a déterminé une valeur robuste ψ , il est nécessaire d'estimer ses incertitudes. Comme on l'a vu sur la figure 8.6, à fort signal sur bruit les distributions de ψ ont une forme Gaussienne. Dans ce cas là, il est possible d'estimer l'incertitude de ψ comme la variance de sa distribution. L'incertitude de l'estimateur naïf $\psi = 1/2 \arctan(U/Q)$ peut être calculer analytiquement par différentiation, comme :

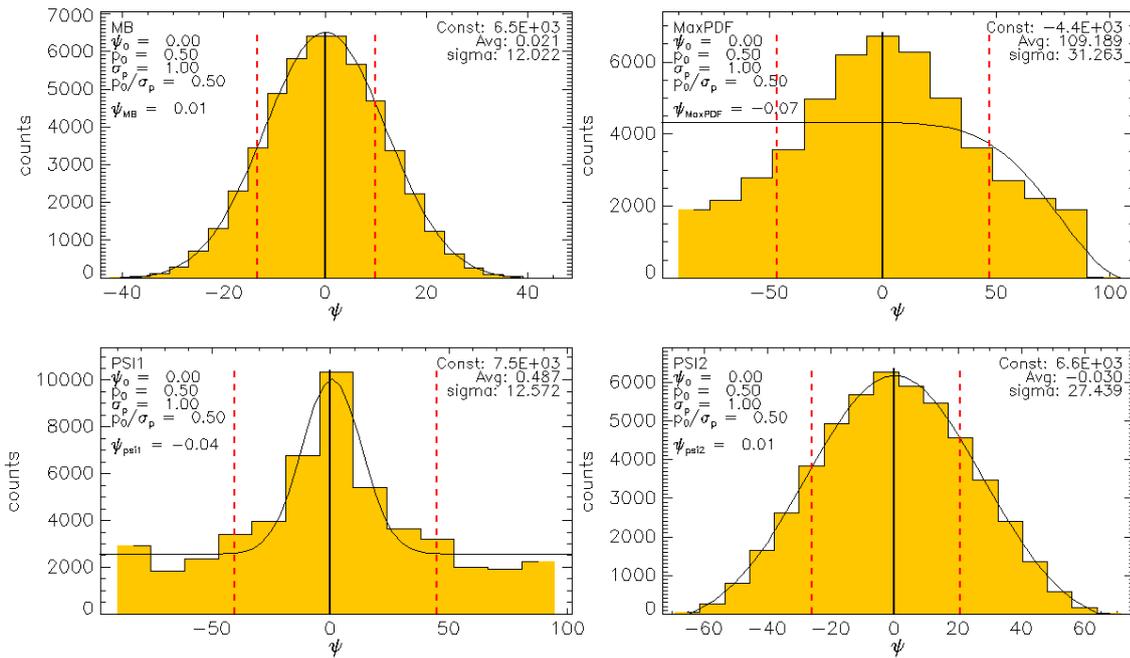


FIGURE 8.7 – Distributions de ψ_{MB} (haut - gauche) , ψ_{MaxPDF} (haut - droite) , ψ_{PSI1} (bas - gauche) et ψ_{PSI2} (bas - droite) obtenues à partir de 50000 simulations Monte-Carlo. Les valeurs initiales sont : $\psi_0 = 0^\circ$, $p_0 = 0.5$ et $\sigma_p = 1.0$ ($p_0/\sigma_p = 2$). On considère $I_0 = 1$ et $\sigma_I = 0$. Le trait plein noir correspond à la vraie valeur du degré de polarisation ψ_0 . Les traits rouges pleins et pointillés correspondent respectivement aux valeurs moyennes et aux limites inférieures et supérieures à 68% niveau de confiance des estimateurs.

$$\sigma_\psi = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{U^2 \sigma_Q^2 + Q^2 \sigma_U^2}}{Q^2 + U^2}. \quad (8.27)$$

Lorsque le niveau du signal sur bruit diminue, les distributions deviennent non Gaussiennes (voir figure 8.7) et l'utilisation de cette expression ou de la variance n'est plus suffisante. Dans ces cas là, comme pour p , on utilise une approche utilisant des intervalles de confiance encadrant la valeur estimée ψ . On peut directement calculer les limites inférieures ψ_{MaxPDF}^- et supérieures ψ_{MaxPDF}^+ de ψ_{MaxPDF} en intégrant la PDF donnée par l'équation (8.12), tel que :

$$\int_{\psi_{MaxPDF}^-}^{\psi_{MaxPDF}^+} B_\psi(\psi_0|I, Q, U, \Sigma) d\psi_0 = \frac{\lambda}{100}, \quad (8.28)$$

avec $\lambda = 68, 95$ ou 99 . L'incertitude estimée $\hat{\sigma}_\psi$ est calculée à partir des limites supérieures et inférieures des intervalles de confiance à 68% comme $(\sigma_\psi^- + \sigma_\psi^+)/2$. La figure 8.9 montre l'incertitude estimée de ψ pour tous les estimateurs en fonction du signal sur bruit sur la polarisation, et pour différents σ_p . À faible signal sur bruit ($p_0/\sigma_p \leq 3$), la figure montre une incertitude maximale de 60° pour les estimateurs naïf et PSI1, et une vingtaine de degrés pour les estimateurs MB et PSI2. À fort signal sur bruit, les estimations de σ_ψ tendent toutes vers la valeur théorique de σ_ψ (traits pointillés) calculée avec l'équation (8.27).

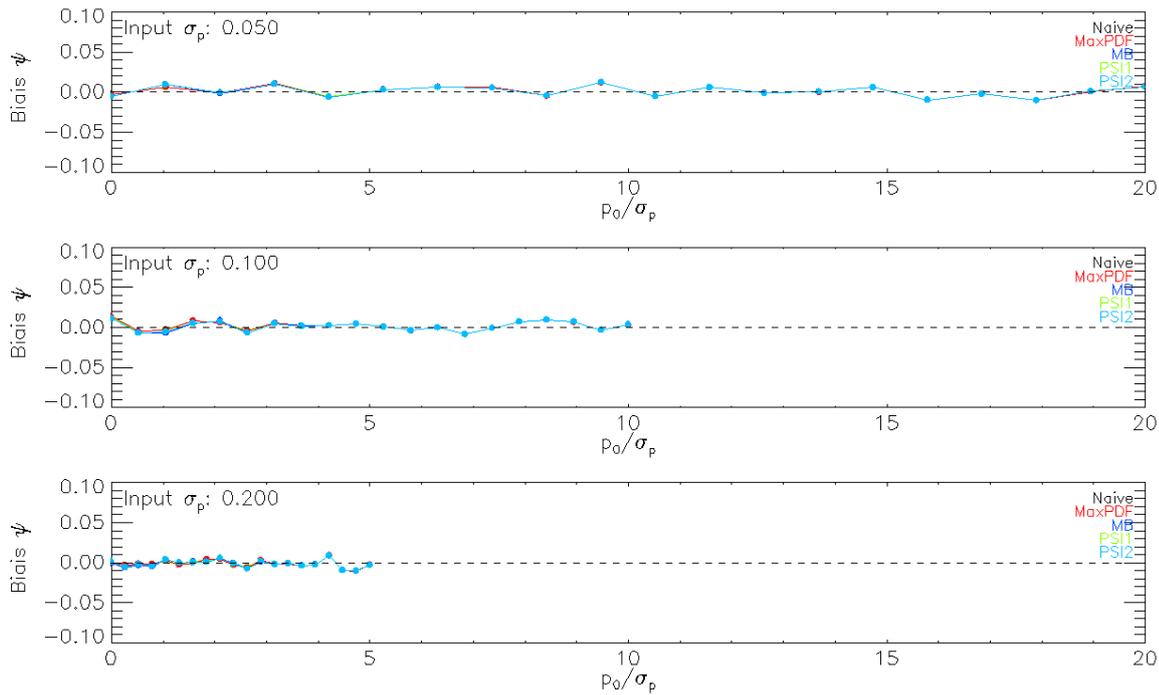


FIGURE 8.8 – Représentation du biais des estimateurs naïf (noir), MaxPDF (rouge), MB (bleu), PSI1 (vert) et PSI2 (turquoise) en fonction du signal sur bruit sur la polarisation pour un angle de polarisation initial $\psi_0 = 0^\circ$ et $\sigma_p = 0.05$ (haut), 0.1 (milieu), 0.2 (bas). Le biais a été calculé à partir de 30000 simulations Monte-Carlo des paramètres de Stokes et avec la connaissance de p_0, ψ_0, Σ . Dans toutes les simulations $\sigma_I = 0$.

En résumé, les simulations sur les estimateurs de l'angle de polarisation ont montré que quel que soit le signal sur bruit, tous les estimateurs sont non-biaisés. On réussit également à fournir des incertitudes fiables, qui tendent vers la valeur théorique de σ_ψ lorsque le niveau de signal sur bruit est élevé. Les distributions de ψ_{MB} et ψ_{PSI2} sont celles qui se montrent le plus Gaussiennes pour tout SNR, ainsi ce sont ces estimateurs que l'on favorisera. Dans la prochaine section je ferai l'étude des performances de p , mais cette fois en prenant en compte le bruit sur l'intensité.

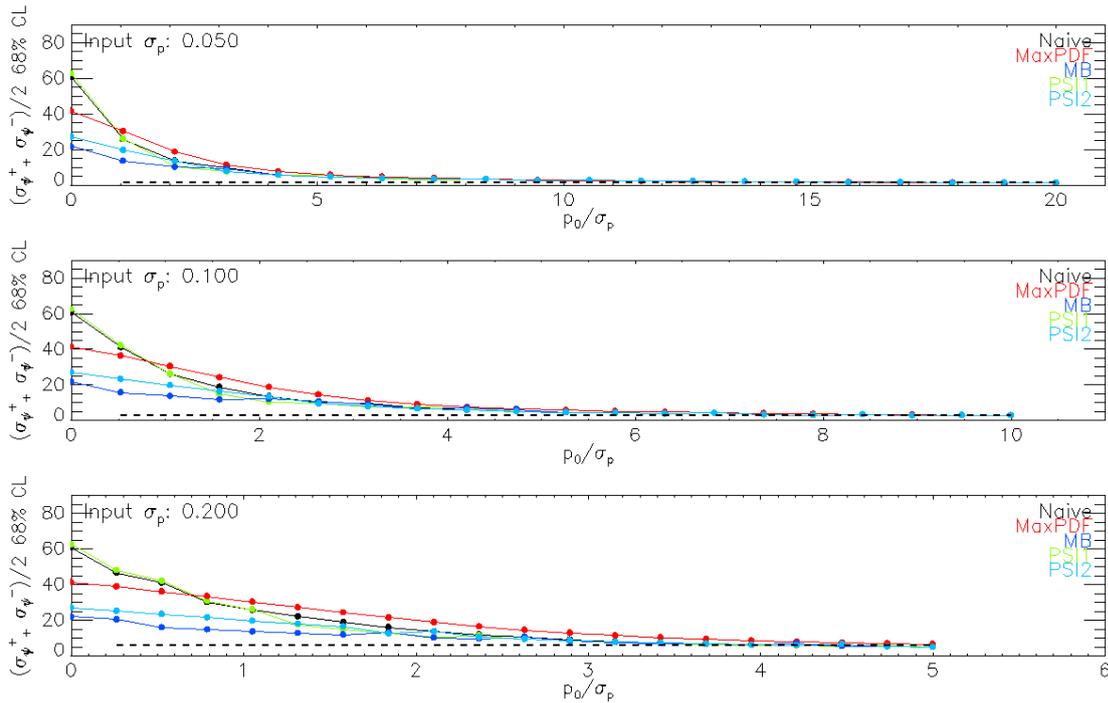


FIGURE 8.9 – Représentation de l’incertitude estimée en fonction du signal sur bruit, pour un angle de polarisation initial $\psi_0 = 0^\circ$ et $\sigma_p = 0.05$ (haut), 0.1 (milieu), 0.2 (bas). L’incertitude estimée $\hat{\sigma}_\psi$ est calculée à l’aide des intervalles de confiance à 68% comme $(\sigma_\psi^- + \sigma_\psi^+)/2$. Les traits pointillés correspondent à la valeur théorique de σ_ψ calculée avec l’équation (8.27) (valable que à haut SNR). Les courbes sont réalisées pour les 5 estimateurs : naïf (noir), MaxPDF (rouge), MB (bleu), PSI1 (vert), PSI2 (turquoise). Chaque point est obtenu à partir de 30000 réalisations Monte-Carlo.

8.4.3 Cas 3D : impact du bruit sur I sur p

Dans les sections précédentes, toutes les simulations ont été faites sous l’hypothèse que l’intensité est parfaitement connue, c’est à dire $\sigma_I = 0$. Or, le degré de polarisation est défini comme $\sqrt{Q^2 + U^2}/I$ et dépend donc aussi du bruit sur l’intensité. Par définition ($\psi = 1/2 \arctan(U/Q)$), les estimateurs de l’angle de polarisation ne sont eux pas affectés par le bruit sur I (dans l’hypothèse où il n’y a pas de corrélations entre les bruits des paramètres de Stokes : $\sigma_{QU} = \sigma_{IQ} = \sigma_{IU} = 0$). Montier et al. (2015a) ont montré l’impact de I_0/σ_I sur le biais d’un des estimateurs p , plus le niveau de SNR sur I est faible et plus le biais sur l’estimateur est important. L’un des avantages des estimateurs Bayésiens est qu’ils permettent de facilement prendre en compte les bruits sur les trois paramètres de Stokes. Ce sont également les seuls estimateurs capables de prendre en compte l’ensemble de la matrice de covariance du bruit Σ , et donc les corrélations entre les bruits de I , Q , U . Dans cette section, on estimera l’impact que peut avoir σ_I sur les différents estimateurs p_{naif} , p_{WK} , p_{MB} , p_{MaxPDF} . Pour l’instant les simulations sont effectuées dans un cas idéal où $\sigma_I = \sigma_p \sqrt{2}$, $\sigma_Q = \sigma_U$ et $\sigma_{QU} = \sigma_{IQ} = \sigma_{IU} = 0$.

Biais

Afin d’estimer le biais des estimateurs, on calcule comme précédemment p_{naif} , p_{WK} , p_{MB} et p_{MaxPDF} à partir de 25000 réalisations Monte-Carlo des paramètres de Stokes, avec la connaissance

de p_0 , et Σ . La figure 8.10 représente le biais relatif obtenu en fonction du signal sur bruit sur la polarisation, pour différents σ_p et σ_I . On se concentre sur la figure du haut pour laquelle on a coupé les valeurs où $p_0 \sim 1$ pour ne pas être affecté par les bornes d'intégrations de p_{MB} et p_{MaxPDF} . On voit qu'à fort SNR, le biais de chaque estimateur tend vers 0. À faible SNR ($p_0/\sigma_p \leq 3$), p_{MaxPDF} montre les meilleures performances avec au maximum un biais égal à la moitié de σ_p . Plus le bruit σ_p et σ_I augmente (voir figure du milieu et du bas de la même figure), plus il devient difficile pour p_{naif} et p_{WK} de fournir des estimations non biaisées. En revanche, pour une valeur intermédiaire $\sigma_p = 0.133$ et $\sigma_I = 0.189$ (figure du milieu), à fort SNR, et pour $p_0 \neq 1$, p_{MaxPDF} est toujours capable de fournir des estimations non biaisées du degré de polarisation.

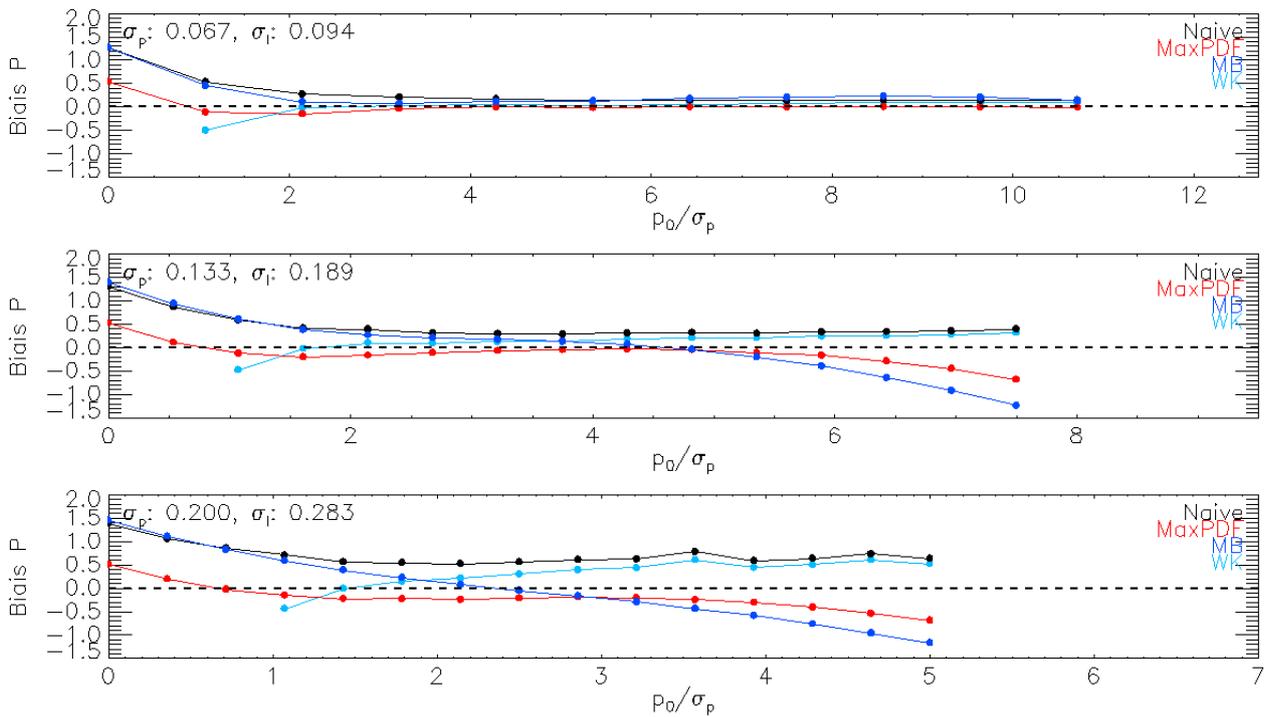


FIGURE 8.10 – Représentation du biais relatif en fonction du signal sur bruit p_0/σ_p pour les 4 estimateurs naïf (noir), WK (turquoise), MaxPDF (rouge), MB (bleu). Chaque p est obtenu à partir de 25000 réalisations Monte-Carlo, avec comme paramètres initiaux : $I_0 = 1$, $\sigma_p = 0.067$ (haut), 0.133 (milieu), 0.2 (bas), et $\sigma_I = \sigma_p I_0 \sqrt{2}$ (avec $\sigma_{Q,U} = \sigma_p I_0$). p_0 varie de 0 à 1. Sur la figure du haut, les valeurs du biais affectées par les bornes d'intégration de p_{MB} et p_{MaxPDF} ont été coupées pour des raisons de clarté.

Incertitudes

Comme dans les sections précédentes, on veut estimer la fiabilité des incertitudes des estimateurs p_{naif} , p_{WK} , p_{MB} , p_{MaxPDF} . Elles sont calculées comme dans le paragraphe 8.4.1, à partir des intervalles de confiance. Cette fois-ci, il est plus difficile pour les estimateurs de retrouver σ_p théorique. C'est d'autant plus vrai pour p_{naif} et p_{WK} , pour lesquels le rapport $\hat{\sigma}_p/\sigma_p$ diverge, avec $\hat{\sigma}_p$ allant jusqu'à ~ 5 fois le vrai σ_p (pour $\sigma_p = 0.2$). En revanche, les incertitudes estimées de p_{MaxPDF} restent proches de σ_p théorique, avec $\hat{\sigma}_{p_{maxPDF}}/\sigma_p \in [0.5; 1.5]$.

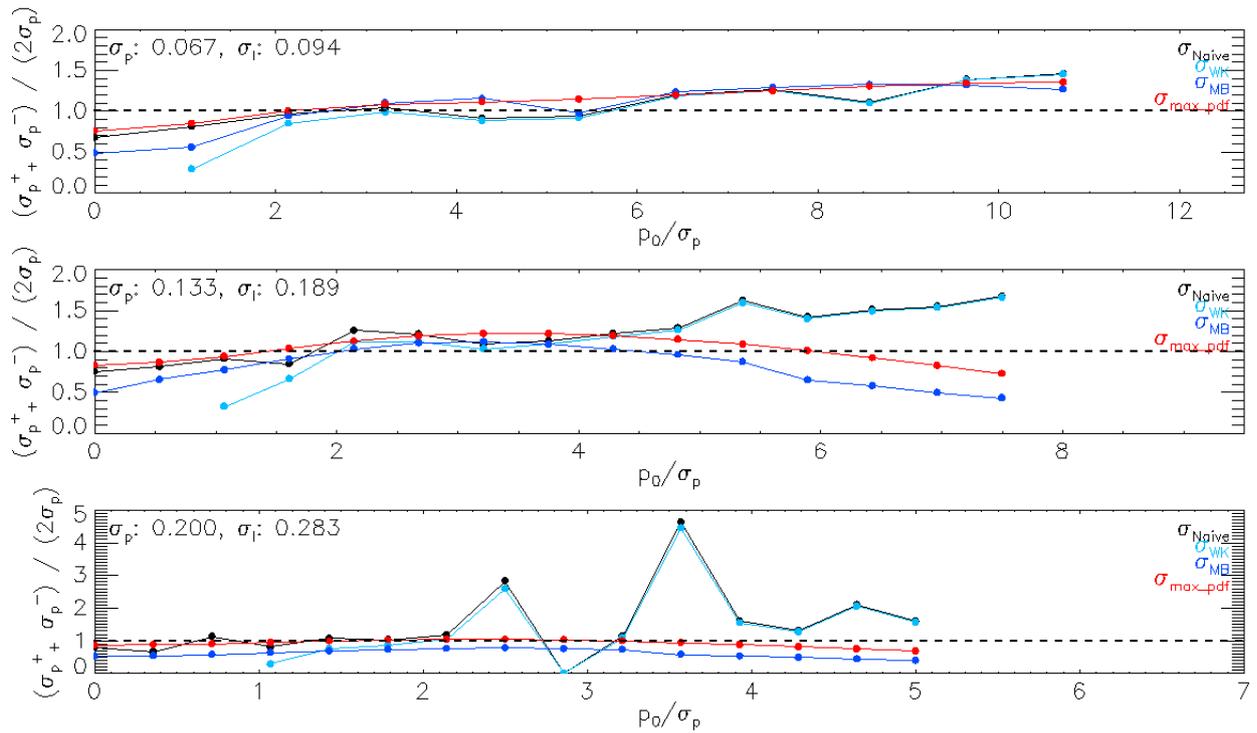


FIGURE 8.11 – Représentation de $\hat{\sigma}_p / \sigma_p$ en fonction du signal sur bruit pour un σ_p initial fixé à 0.067 (haut), 0.133 (milieu) et 0.2 (bas). L'incertitude estimée $\hat{\sigma}_p$ est calculée à l'aide des intervalles de confiance à 68% comme $(\sigma_p^- + \sigma_p^+) / 2$. Les courbes sont réalisées pour les 4 estimateurs : naïf (noir), WK (turquoise), MB (bleu), MaxPDF (rouge).

On a pour la première fois fait l'étude des performances des estimateurs p_{naif} , p_{WK} , p_{MB} et p_{MaxPDF} en prenant en compte le bruit sur l'intensité totale I . Les simulations ont montré que plus le bruit σ_I est élevé et plus les estimateurs sont biaisés. À fort SNR et pour $p_0 \neq 0$, l'estimateur MaxPDF est celui qui montre les meilleures performances avec un biais convergeant vers 0 pour $p_0 / \sigma_p \geq 3$.

8.5 Conclusion

Comme on l'a vu, une des problématiques des estimateurs de la polarisation est l'apparition d'un biais plus ou moins important en fonction du niveau de signal sur bruit. Une autre problématique importante, rarement traitée, est la prise en compte du bruit sur l'intensité totale I dans l'estimation du degré de polarisation. Dans ces cas là, on se demande comment donner une valeur robuste des estimations de p , ψ et leurs incertitudes. C'est dans ce contexte qu'on a mis en place d'autres estimateurs de p et ψ , basés sur des estimateurs Bayésiens proposés par (Montier et al., 2015a,b). L'avantage de ce formalisme est qu'il permet de facilement prendre en compte l'ensemble de la matrice de covariance du bruit Σ , et donc de considérer à la fois σ_I , σ_Q , σ_U et les corrélations entre le bruit sur I , Q , U . Dans ce chapitre, j'ai montré que la conception de NIKA2 et les méthodes de démodulation et de décorrélation implémentées dans le *pipeline*, permettent de se placer dans un régime dit canonique et donc de simplifier la matrice de covariance Σ . Cela a le mérite d'alléger le besoin de calcul des termes d'erreurs, et donc de simplifier l'implémentation des estimateurs. Cette simplification a été utilisée lors de cette étude.

Afin de comparer la performance de ces estimateurs, j'ai étudié l'estimation de leurs biais et de leurs incertitudes en fonction du signal sur bruit. Cette étude a montré que à fort SNR et pour $p_0 \neq 1$, tous les estimateurs de p sont non-biaisés et sont capables de donner une incertitude fiable. À faible SNR ($p_0/\sigma_p \leq 3$), et pour $p_0 \neq 1$, c'est p_{MaxPDF} qui montre les meilleures performances, avec un biais maximal égal à $1/2$ de σ_p . En ce qui concerne les estimateurs de ψ , leurs biais convergent vers 0 quel que soit le niveau de SNR et l'estimateur qui minimise l'incertitude estimée est ψ_{MB} .

J'ai également effectué une étude des estimateurs bayésiens du degré de polarisation (autre que celui étudié par [Montier et al. \(2015a\)](#)) dans le cas 3D, c'est à dire en prenant en compte le bruit sur I . Plus le niveau de signal sur bruit sur l'intensité et la polarisation diminue, et plus il est difficile d'avoir un estimateur non biaisé. Seul l'estimateur p_{MaxPDF} présente un biais convergeant vers 0 à fort SNR et lorsque $p_0 \neq 0$. L'intérêt de prendre en compte le bruit sur I est grandissant lorsque le filtrage appliqué sur I est différent de celui appliqué sur Q et U , ou lorsqu'on veut observer des régions faiblement polarisées ou peu brillantes.

Dans ce chapitre, on a mis en place ces estimateurs dans le cas de *NKA2*, afin d'améliorer la précision de la détermination des paramètres de la polarisation. Le besoin d'instruments de plus en plus sensibles, et de mesures de la polarisation plus précises grandit avec la course à la détection des modes B de la polarisation du CMB. Dans l'optique de montrer le potentiel des KIDs à mesurer la polarisation du CMB avec précision, je présente dans le prochain chapitre une étude sur la non-linéarité des méthodes de reconstruction du signal absorbé par un KID. J'aborde également l'impact qu'elles peuvent avoir sur la détection des modes B.

CHAPITRE 9

Le problème de la non-linéarité des détecteurs

Sommaire

9.1	Contraintes sur la non linéarité des détecteurs	144
9.1.1	Modélisation de la mesure	144
9.1.2	Non linéarité limite	145
9.1.3	Discussion	149
9.2	Cas particulier des KIDs	150
9.2.1	Physique de la non-linéarité d'un KID	150
9.2.2	Nouvelle méthode de photométrie d'un KID	152
9.2.3	Simulation de la réponse d'un KID	155

Parmi les objectifs scientifiques de l'étude du CMB pour les années à venir, la détection des modes B reste emblématique de la sensibilité à atteindre, et avec elle, du contrôle des effets systématiques des instruments. Dans ce contexte, compte tenu de la sensibilité et de la facilité de fabrication des KIDs (section 4.3), ainsi que des performances en modulation de la polarisation quand ils sont associés à une lame demi-onde (chapitre 6), un objectif clair est de mettre un tel système en service pour une expérience au sol, ou satellite, dédiée à la mesure de la polarisation du CMB.

Pour atteindre cet objectif, outre les difficultés techniques inhérentes à la construction d'instruments et les questions de sensibilité, se pose la question des effets systématiques et des contraintes à placer sur l'instrument pour que ceux-ci restent sous contrôle. Plusieurs de ces effets ont déjà fait l'objet d'études dans divers contextes (e.g. [Shimon et al. \(2008\)](#); [Hanson et al. \(2010\)](#); [Wallis et al. \(2014\)](#); [Planck Collaboration et al. \(2014\)](#); [Hivon et al. \(2016\)](#)). Dans ce travail, j'en aborde un autre : la non-linéarité des détecteurs, et plus particulièrement la non-linéarité liée aux méthodes permettant la reconstruction du signal absorbé par un KID. Aucun détecteur ne peut avoir une réponse parfaitement linéaire, à quel niveau peut-on ignorer une déviation de ce comportement idéal sans fausser la mesure, plus particulièrement dans le cas de la détection des modes B ? Les KIDs sont-ils à même de satisfaire cette contrainte ?

Afin d'apporter des éléments de réponse, au moins semi-analytique à ce stade, je commence par proposer un modèle de signal et de mesure qui détermineront le niveau de non-linéarité qu'on peut tolérer afin de ne pas biaiser la mesure des modes B (section 9.1). Dans la section 9.2, je reviens d'une part plus en détails sur la façon dont la question de la non linéarité se pose dans le cas particulier des KIDs. D'autre part, j'utilise alors un modèle de détecteur pour montrer dans quelle mesure les méthodes permettant de reconstruire le signal absorbé par un KID peuvent être linéaires au niveau requis.

9.1 Contraintes sur la non linéarité des détecteurs

Dans tout ce chapitre, la non linéarité d'un système est défini par l'écart entre sa réponse réelle et une réponse idéalement proportionnelle au signal incident. On se limite au premier ordre de non linéarité et défini donc le paramètre ϵ , tel que :

$$m = \phi + \epsilon\phi^2, \quad (9.1)$$

où m est la mesure du détecteur et ϕ le flux incident.

9.1.1 Modélisation de la mesure

Afin de se concentrer sur la non-linéarité du détecteur, on suppose que celui-ci est placé après un polariseur parfait, et on distingue les contributions polarisées ou non du rayonnement incident. On note α l'angle du polariseur à un instant de mesure par rapport aux coordonnées locales du ciel qui définissent Q et U , alors l'équation (9.1) devient :

$$\begin{aligned} m &= I + \epsilon I^2 \\ &+ (Q + 2\epsilon IQ) \cos 2\alpha + (U + 2\epsilon IU) \sin 2\alpha \\ &+ Q^2 \cos^2 2\alpha + U^2 \sin^2 2\alpha + 2QU \cos 2\alpha \sin 2\alpha. \end{aligned} \quad (9.2)$$

Toujours afin d'isoler l'effet de non linéarité, on suppose que la couverture angulaire du ciel est parfaite, et donc que les composantes modulées à 4α ne sont pas projetées. Les seules composantes additionnelles induites par la non linéarité, se résument donc à

$$\Delta I = \epsilon I^2, \quad (9.3)$$

$$\Delta Q = 2\epsilon IQ, \quad (9.4)$$

$$\Delta U = 2\epsilon IU. \quad (9.5)$$

Remarque : On garde les notations I , Q et U dans ces équations pour des raisons de commodité, mais il faut noter que, pour le reste de ce travail, ces composantes seront converties depuis leurs unités usuelles de K_{CMB} ou K_{RJ} en $MJy.sr^{-1}$ pour être homogène à la puissance optique effectivement reçue par le détecteur et affectée par la non linéarité de la réponse.

9.1.2 Non linéarité limite

Il faut à présent modéliser le flux reçu. Dans le cadre de la recherche des modes B , il faut donc considérer le CMB lui-même et les émissions d'avant-plan. À ce stade de la simulation, il est suffisant de ne retenir que le rayonnement synchrotron et l'émission de la poussière. Par ailleurs, pour se concentrer sur l'effet de la non linéarité, et ne pas être gênés par les effets de masque lors de l'estimation des spectres de puissance ou la variance cosmique, on choisit de recourir à de pures simulations de signal, dans l'approximation d'un ciel plat et aux conditions aux bords périodiques. Afin de produire de telles cartes, il nous suffit donc des C_ℓ du CMB et des avant-plans. Les outils utilisés pour produire des cartes à partir des spectres de puissance et inversement estimer les spectres de puissance à partir de cartes proviennent de la librairie *POKER* (Ponthieu et al., 2011).

Le CMB est supposé suivre un modèle Λ CDM (Planck Collaboration et al., 2018a) et on force le rapport scalaire tenseur à zéro pour être certain que tout mode B qui serait trouvé à la fin de la simulation serait dû aux effets de non-linéarité seuls. Pour ce travail, le synchrotron et la poussière sont suffisamment bien décrits par des lois de puissance de type $A\ell^\alpha$ (Planck Collaboration et al. (2016c)). On calcule les spectres de puissance des cartes du satellite *Planck* au-delà de 30° du plan galactique avec le logiciel *Spice* (Chon et al., 2004). Pour la poussière, on utilise la carte à 353 GHz, pour le synchrotron, les cartes à 30 GHz (Eriksen et al., 2004; Eriksen et al., 2008; Planck Collaboration et al., 2018c). Comme on peut le voir sur la figure 9.1, à bas ℓ , les spectres de puissance angulaire de ces deux composantes sont bien modélisés par des lois de puissance $A\ell^\alpha$. Il suffit alors de fixer les amplitudes A et indices α obtenus à l'aide des ajustements et d'en produire des cartes. Un exemple de cartes produites avec ces spectres de puissance est présenté sur la figure 9.2. A ces composantes, il convient d'ajouter le dipôle du CMB d'amplitude 6.37 mK, qu'on impose comme une constante à cette valeur sur la fraction de ciel simulé par simplicité et afin d'être conservatifs. On réserve le cas de l'atmosphère et d'autres effets à la discussion du paragraphe 9.1.3. D'après les équations (9.3-9.5), on note que les composantes parasites sont données par le produit de l'intensité totale et de la polarisation, que leur amplitude varie linéairement en ϵ sur les cartes, donc en ϵ^2 dans l'espace des C_ℓ . Le spectre systématique B produit, à 143 GHz, est représenté sur les figures 9.3.

Si l'on inclut les avant-plans et le dipôle, et que l'on fixe comme limite acceptable que les composantes parasites n'excèdent pas le dixième du spectre de puissances des modes B primordiaux à $\ell = 100$, pour $r = 10^{-3}$, la non-linéarité maximale tolérable est alors approximativement :

$$\epsilon_{max} = 2 \times 10^{-5}. \quad (9.6)$$

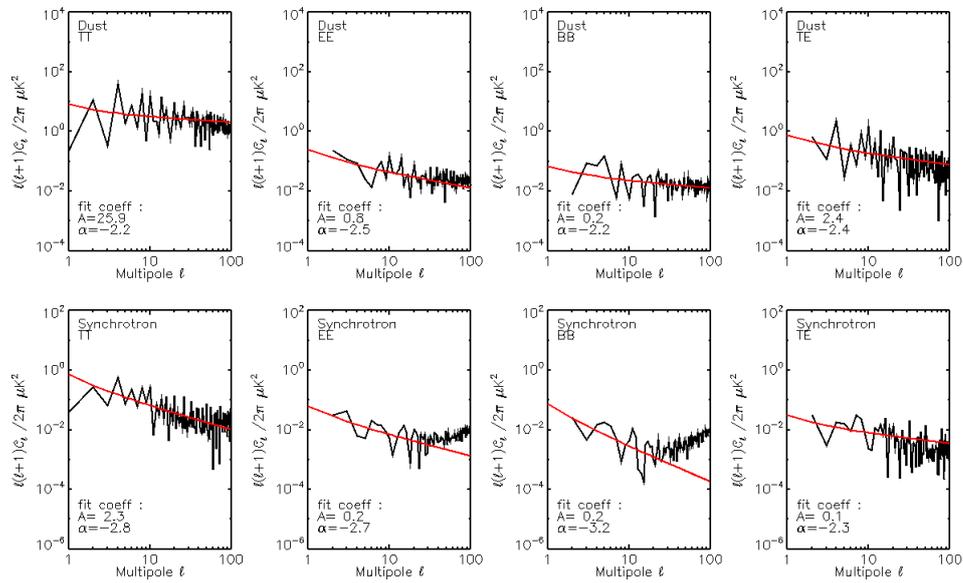


FIGURE 9.1 – Spectres de puissance TT , EE , BB , TE estimés à partir des templates de la poussière (température 545 GHz, polarisation 353 GHz) et du synchrotron (température 408 MHz, polarisation 30 GHz) de *Commander*. Les données sont ajustées par une loi de puissance de la forme $C_\ell = A\ell^\alpha$ en rouge.

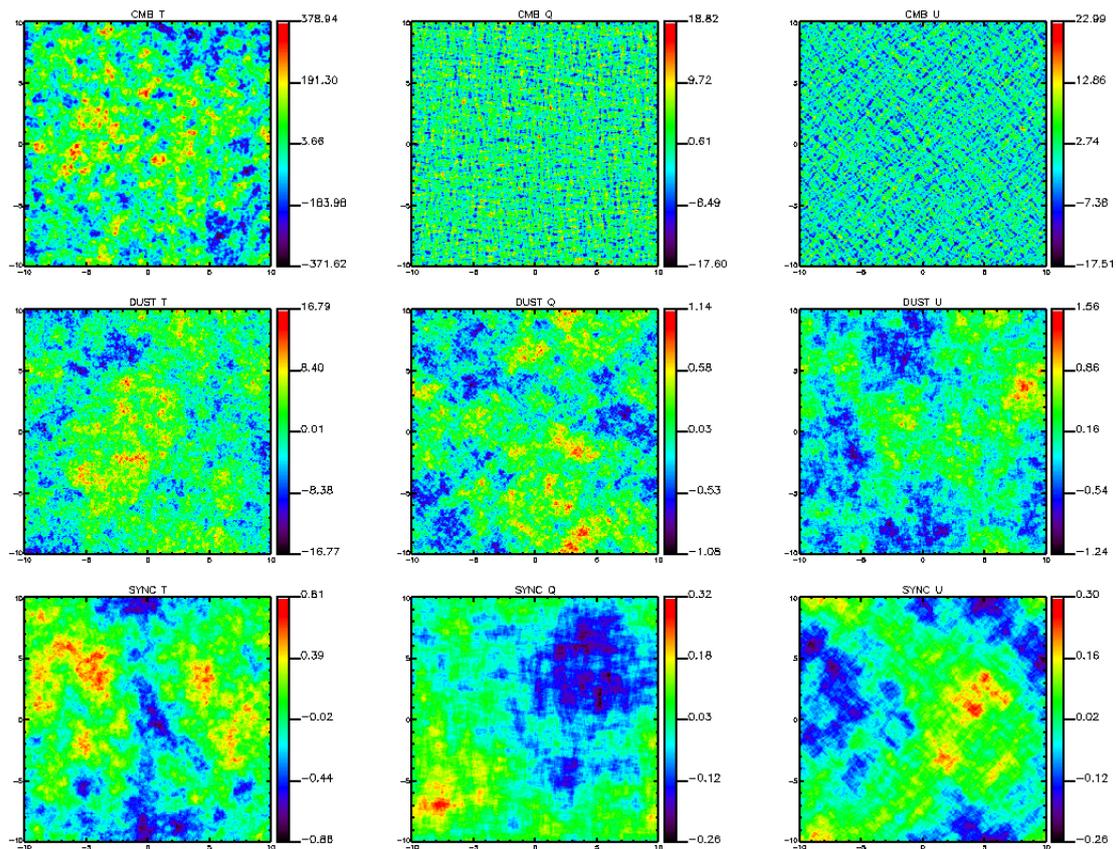


FIGURE 9.2 – Cartes du CMB (haut), de la poussière (milieu) et du synchrotron (bas), en I (gauche), Q (milieu), U (droite), pour une portion de ciel de $20^\circ \times 20^\circ$. Les cartes sont simulées à partir des spectres de puissance du CMB, de la poussière et du synchrotron. Les cartes sont présentées en μK_{CMB} à 100 GHz.

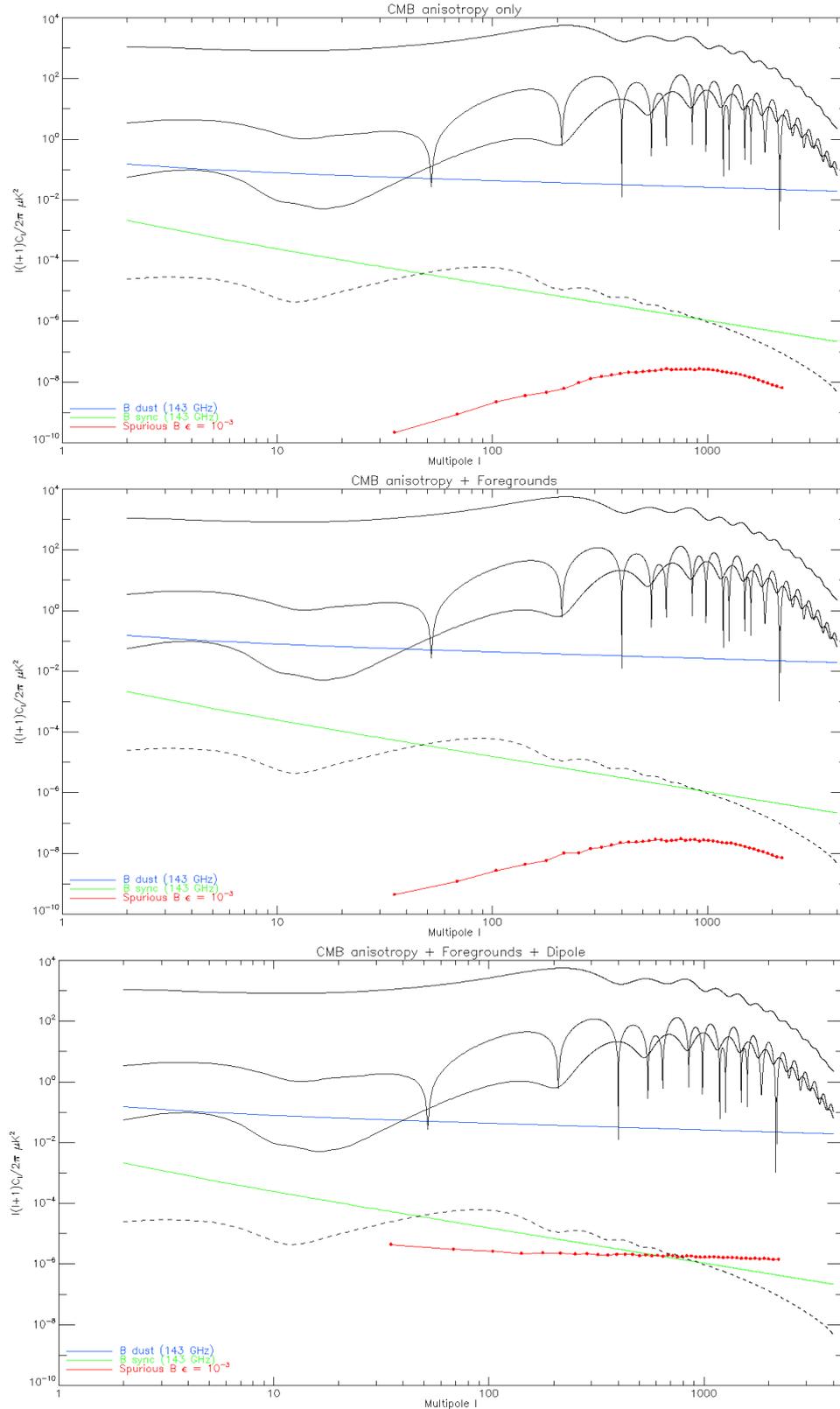


FIGURE 9.3 – Spectres C_ℓ^{BB} générés par la non linéarité des détecteurs à 143 GHz, suivant que l'on prend en compte uniquement les anisotropies du CMB (haut), le CMB et les avant-plans (milieu), le CMB et les avant-plans et le dipôle cosmologique (bas). Les courbes bleues et vertes représentent respectivement les spectres de puissance BB de la poussière et du synchrotron. Les courbes noires en traits pleins, représentent de haut en bas $C_\ell^{CMB,TT}$, $C_\ell^{CMB,TE}$ et $C_\ell^{CMB,EE}$. La courbe pointillée noire représente $C_\ell^{CMB,BB}$ théorique simulé pour un rapport tenseur-scalaire égal à 10^{-3} . La courbe rouge est le spectre de puissance du CMB parasite généré par la non-linéarité. Dans le cas le plus conservatif, pour que le signal parasite n'excède pas 1/10ème de $C_\ell^{CMB,BB}$ à $\ell = 100$, la non linéarité maximale acceptable est $\epsilon_{max} = 2 \times 10^{-5}$.

9.1.3 Discussion

Plusieurs points méritent d'être soulevés.

Il faut noter tout d'abord que le niveau de non-linéarité requis est très exigeant. A notre connaissance, aucun détecteur utilisé dans notre domaine n'a été testé et validé à ce niveau là de linéarité. Cependant, il faut voir la limite proposée ici comme un résidu final de l'analyse de l'ensemble des données. Dans le meilleur des cas, si cette non linéarité est aléatoire de détecteur en détecteur, alors la contribution aux cartes diminuera comme N_{det}^{-1} , et la valeur limite tolérable sera d'autant moins exigeante. Quelle sera la réalité entre le cas extrême où tous les détecteurs d'une matrice sont biaisés de la même façon ou au contraire indépendants, l'expérience nous le dira.

Nous n'avons également pas pris en compte la présence d'atmosphère dans notre mesure. D'une part, la contribution de celle-ci dépend beaucoup du site d'observation, du télescope et du système optique en général. Ensuite, la conception des détecteurs peut-être adapté au site d'observations, aux conditions de "background", si bien qu'il est difficile de modéliser cette contribution à ce stade.

De même, la présence d'une lame demi-onde modifie légèrement les données du problème. En effet, le parasite synchrone (*HWPS*) introduirait des termes supplémentaires :

$$\Delta I = \epsilon I^2 \quad (9.7)$$

$$\Delta Q = 2\epsilon IQ + 2\epsilon IA_4 \quad (9.8)$$

$$\Delta U = 2\epsilon IU + 2\epsilon IB_4 \quad (9.9)$$

où A_4 et B_4 sont les amplitudes des quatrième harmoniques de *HWPS* (voir équation (6.26)). Là encore, la valeur de ces amplitudes dépend trop de l'instrument dans son ensemble, de la position à chaud ou à froid de la lame demi-onde, au sol ou dans l'espace, pour qu'on puisse en donner une représentation satisfaisante à ce stade de la simulation.

On remarque également que les termes supplémentaires induits par la non linéarité n'ont pas le même spectre électromagnétique que les composantes originales du signal. En effet, en première approximation, l'émission de la poussière et le rayonnement synchrotron sont bien représentés par des spectres en loi de puissance :

$$T_{RJ}^P(\nu) = T_{RJ}^P(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\beta_P}, \quad (9.10)$$

$$T_{RJ}^S(\nu) = T_{RJ}^S(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\beta_S}, \quad (9.11)$$

où β_P et β_S sont les indices spectrales des lois de puissance de la poussière et du synchrotron et sont respectivement égaux à 1.5 et -3 (Planck Collaboration et al., 2018c). Ainsi, les produits IQ et IU apparaissant dans les relations (9.3-9.5) introduisent des composantes de spectres hybrides, en $\beta_S + \beta_P$, $2\beta_S$ et $2\beta_P$, ainsi que des produits de termes CMB et avant-plans. On peut donc supposer qu'une séparation de composantes parfaite, au sens où elle isolerait la seule contribution dont le spectre est celui du CMB, permettrait de relâcher également la contrainte sur ϵ en nous plaçant dans le premier cas représenté sur la figure 9.3. Là encore, étudier l'impact de la non linéarité sur la séparation de composantes dépasse le cadre de notre travail.

9.2 Cas particulier des KIDs

La section 4.3.2 présente la façon dont on suit les variations de la fréquence de résonance d'un KID pour en déduire la puissance du rayonnement incident. Dans cette partie, je souhaite étudier plus en détails la façon de faire cette mesure et examiner comment intervient la non-linéarité, afin de montrer que les KIDs satisfont *a priori* la contrainte déterminée au paragraphe précédent. En l'absence de mesure expérimentales de précision suffisante, on aborde cette question phénoménologiquement, en s'appuyant sur le modèle de KID développé par Grabovskij et al. (2008) et déjà introduit dans la section 4.3.2.

Dans un premier temps, je reviens sur les propriétés supra-conductrices des KIDs pour discuter des causes physiques de la non-linéarité de leur réponse (section 9.2.1). Je propose ensuite une comparaison entre deux méthodes de photométrie, du point de vue de la linéarité (section 9.2.2).

9.2.1 Physique de la non-linéarité d'un KID

La section 4.3 présente en détails le mode de fonctionnement des KIDs, on rappelle ici les grandes lignes. La théorie de la supraconductivité décrite par Bardeen et al. (1957) montre qu'à faible température il existe une attraction liant des électrons entre eux pour former des paires de Cooper (Cooper, 1956), c'est cet état qui est principalement responsable de la supraconductivité dans les détecteurs. Lorsque des photons incidents sont absorbés par le détecteur, ils brisent des paires de Cooper ce qui a pour conséquence d'augmenter la densité de quasi-particules et d'induire un changement de l'inductance cinétique L_k . Le décalage de l'inductance cinétique est proportionnel à la densité de quasi-particules, qui est elle même proportionnelle à la puissance optique absorbée. Les KIDs sont des circuits RLC, et sont caractérisés par une fréquence de résonance f_0 qui dépend de L_k . Ainsi, le décalage de L_k engendre un décalage de f_0 (voir figure 4.8) qui est proportionnel à la puissance optique absorbée : $\delta f_0 \propto -\delta P_{opt}$.

Comme tous détecteurs, les KIDs présentent à un point un certain niveau de non-linéarité. Physiquement, la non-linéarité d'un KID est la conséquence d'un courant trop important dans le résonateur. En effet, comme dans tous détecteurs supraconducteurs, si la puissance optique est trop élevée, cela induit une augmentation de la densité de quasi-particules et de l'inductance cinétique, pouvant aller jusqu'à la perte de la supraconductivité et donc du bon fonctionnement du détecteur (Sherrill et Rose, 1964; Dahm et Scalapino, 1997; Zmuidzinas, 2012).

Une autre source de non-linéarité peut également être due au temps de vie des quasi-particules. En effet, si la densité de paires de Cooper change beaucoup, le temps de vie des quasi-particules peut légèrement varier. Les paires de Cooper qui se brisent vont alors se recoupler plus rapidement, entraînant une diminution du signal observé par rapport à ce qu'on attendrait. Les signaux qu'on observe ne sont cependant pas assez importants pour souffrir de cet effet en principe.

Ce qui importe afin de montrer la linéarité d'un KID, est que le décalage de la fréquence de résonance soit linéaire avec la variation de la densité de quasi-particules. Des mesures faites en laboratoire ont permis de montrer la linéarité des KIDs sur une large gamme de température (Goupy et al., 2019) (voir figure 9.4).

Afin d'illustrer la déformation du cercle (\mathcal{I}, \mathcal{Q}) de la résonance d'un KID en fonction de la densité de quasi-particules plus nettement que lors de l'absorption de photons, les figures 9.5 et 9.6 montrent comment la résonance évolue avec la température du bain du KID. Dans le cas d'un trop fort flux de

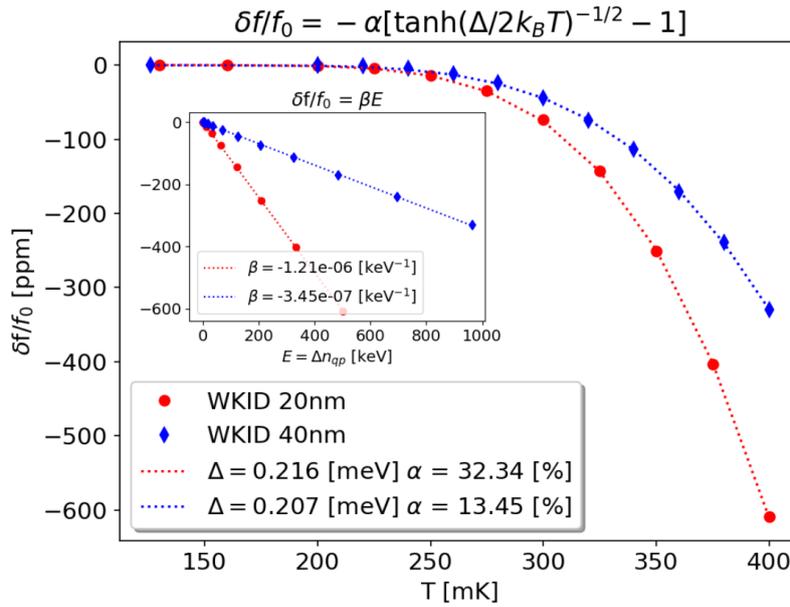


FIGURE 9.4 – Décalage de la fréquence de résonance f_0 en fonction de la température T . La figure dans l’encadré représente le décalage de la fréquence de résonance f_0 en fonction de la variation de la densité de quasi-particules Δn_{qp} . La variation de n_{qp} avec la température n’est pas linéaire, par conséquent les courbes représentant le décalage de f_0 en fonction de T ne sont pas linéaires. Mais, si pour chaque T , on évalue $n_{qp}(T)$ correspondant, et représente f_0 en fonction de Δn_{qp} , on retrouve une courbe linéaire (voir figure dans l’encadré). Crédits : (Goupy et al., 2019).

photons, au lieu de décrire un cercle, la résonance décrirait une trajectoire hybride, passant d’un cercle à un autre au fur et à mesure que la densité de quasi particules augmente (Fig. 9.6).

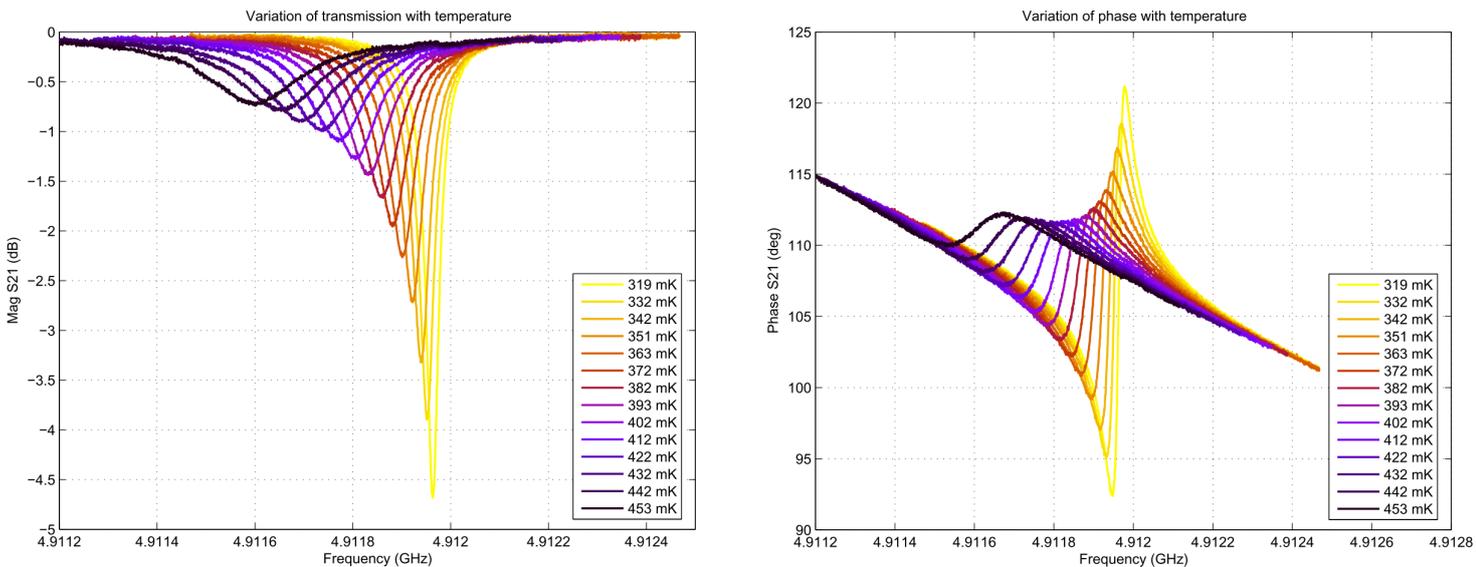


FIGURE 9.5 – Variation de l’amplitude (gauche) et de la phase (droite) de la fonction de transfert en fonction de la température du KID. Pour obtenir ces courbes, les KIDs ont été soumis à une gamme de température allant 319 mK (jaune) à 453 mK (noir). Plus la température augmente, plus le nombre de quasi particules augmente et plus la fréquence de résonance se déforme. Crédits : (Calvo, 2008)

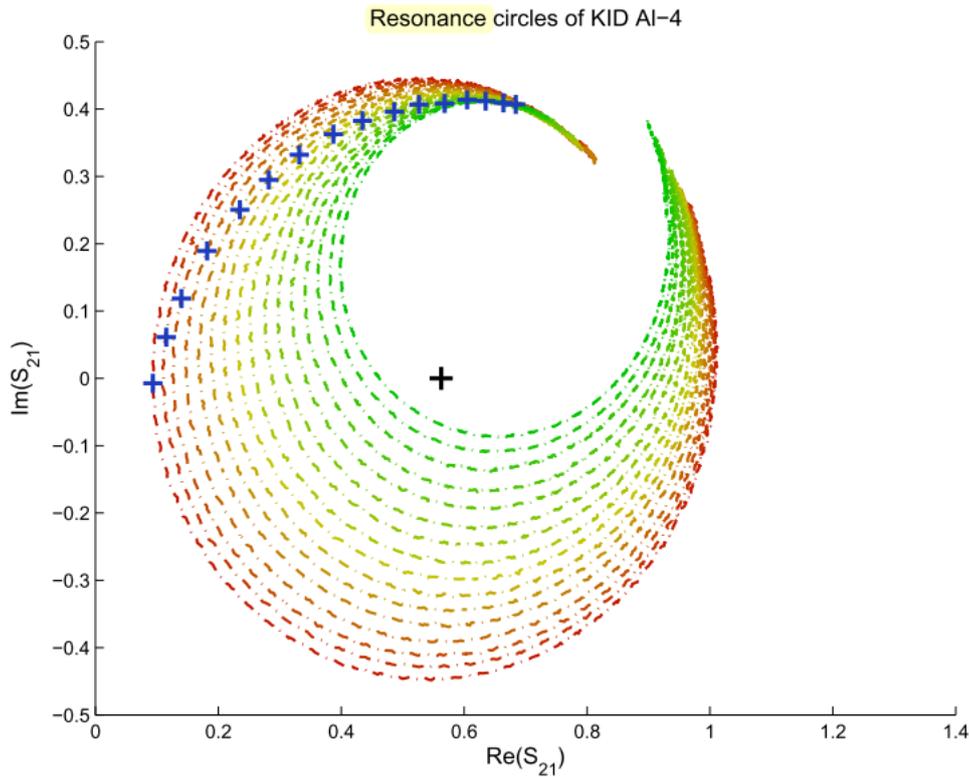


FIGURE 9.6 – Impact de l’augmentation de la densité de quasi particules via l’augmentation de la température du KID sur le cercle de résonance (\mathcal{I} , \mathcal{Q}). La température varie de 319 mK (rouge) à 472 mK (vert). Le centre de résonance est marqué par la croix noire. Plus la densité de quasi particules augmente, plus le cercle se déforme. L’effet est amplifié mais analogue à ce qui se produit lors de l’absorption de photons énergétiques. Ainsi, en cas de fort signal incident, au lieu de décrire un cercle, la résonance suivrait les croix bleues en se décalant de cercle en cercle avec l’augmentation de l’intensité incidente. Crédits : (Calvo, 2008)

9.2.2 Nouvelle méthode de photométrie d’un KID

La méthode de photométrie utilisée jusqu’ici, et présentée à la section 4.3.2, s’appuie sur la détermination du cercle que décrit la résonance du KID dans le plan (\mathcal{I} , \mathcal{Q}), et sur la projection de la variation de \mathcal{I} et \mathcal{Q} sur une tangente à ce cercle. Dans la suite, je me référerai à cette méthode en tant que *méthode 1*.

Une autre méthode a été proposée récemment par François-Xavier Désert. Elle s’appuie sur un changement de variables, et je la noterai *méthode 2*. En effet, si on considère un cercle Z_{ref} dans le plan complexe de centre $(0, 1/2)$ et de rayon $1/2$:

$$\begin{aligned} Z_{ref} &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} e^{j\phi} \\ &= \cos \frac{\phi}{2} e^{j\phi/2} \end{aligned} \quad (9.12)$$

son inverse est égal à :

$$\begin{aligned} Z_{res} &= 1/Z_{ref} \\ &= 1 - j \tan \frac{\phi}{2} \end{aligned} \quad (9.13)$$

Z_{res} est une ligne droite, et sa partie imaginaire varie linéairement avec ϕ . Pour des faibles signaux, on suppose que le décalage de la fréquence de résonance varie proportionnellement avec ϕ : $\Delta f \propto \tan(\phi/2)$. On veut pouvoir calibrer cette dépendance afin de pouvoir reconstruire le décalage Δf . En pratique, une mesure faite par un KID nous donne le cercle de résonance $Z = \mathcal{I} + j\mathcal{Q}$. On détermine par un ajustement le rayon r du cercle, et les coordonnées de son centre qu'on note $(\mathcal{I}_c, \mathcal{Q}_c)$. En définissant, $\alpha = \arctan \mathcal{Q}_c/\mathcal{I}_c$, on applique une normalisation, une rotation et une translation au cercle Z afin de retrouver le cercle Z_{ref} :

$$Z_{ref} = \begin{pmatrix} \mathcal{I}_{ref} \\ \mathcal{Q}_{ref} \end{pmatrix} = \frac{-1}{2r} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{I} - \mathcal{I}_c \\ \mathcal{Q} - \mathcal{Q}_c \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1/2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (9.14)$$

On obtient finalement Z_{res} en faisant l'inverse du cercle. Le résultat de ces opérations est présenté sur la figure 9.7, et montre qu'après les différentes opérations les points du cercle de mesure initial (à droite) sont placés sur une abscisse imaginaire à $\mathcal{I} = 1$. La figure a été obtenue en simulant la réponse d'un KID à différents flux incidents.

Une variation du signal $(\Delta \mathcal{I}, \Delta \mathcal{Q})$ entraîne une variation de $\Delta \phi$ qui est proportionnel au décalage Δf qu'on cherche à reconstruire. Afin de calibrer la dépendance entre ces deux quantités, on utilise comme pour la *méthode 1* (cf. section 4.3.2), les quantités $(d\mathcal{I}, d\mathcal{Q})$ induit par la modulation de la fréquence d'excitation du détecteur f_{LO} , par une fréquence connue : δf_{LO} . En appliquant la transformation (9.14) à $(d\mathcal{I}, d\mathcal{Q})$ on obtient la variation correspondante :

$$dZ_{ref} = \begin{pmatrix} \mathcal{I}_{ref} \\ \mathcal{Q}_{ref} \end{pmatrix} = \frac{-1}{2r} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\mathcal{I} \\ d\mathcal{Q} \end{pmatrix} \quad (9.15)$$

On note son inverse dZ_{res} et sa partie imaginaire : $dy = \text{Im}(dZ_{res})$. Finalement afin de retrouver Δf correspondant aux $(\Delta \mathcal{I}, \Delta \mathcal{Q})$, il est nécessaire d'intégrer $\delta f_{LO}/dy$. Un moyen simple de le faire est d'ajuster $\delta f_{LO}/dy$ par un polynôme $P_n(y)$ de degré n qui est facilement intégrable en $P_{n+1}(y)$. Le décalage Δf peut alors être facilement calculé à partir de y comme $\Delta f = P_{n+1}(y)$.

À ce stade on est donc en possession de deux méthodes permettant la reconstruction du signal d'un KID. Dans la prochaine section je comparerai le degré de non-linéarité pouvant être induit par chacune d'elle afin de déterminer si celles-ci biaiserait les mesures des modes B.

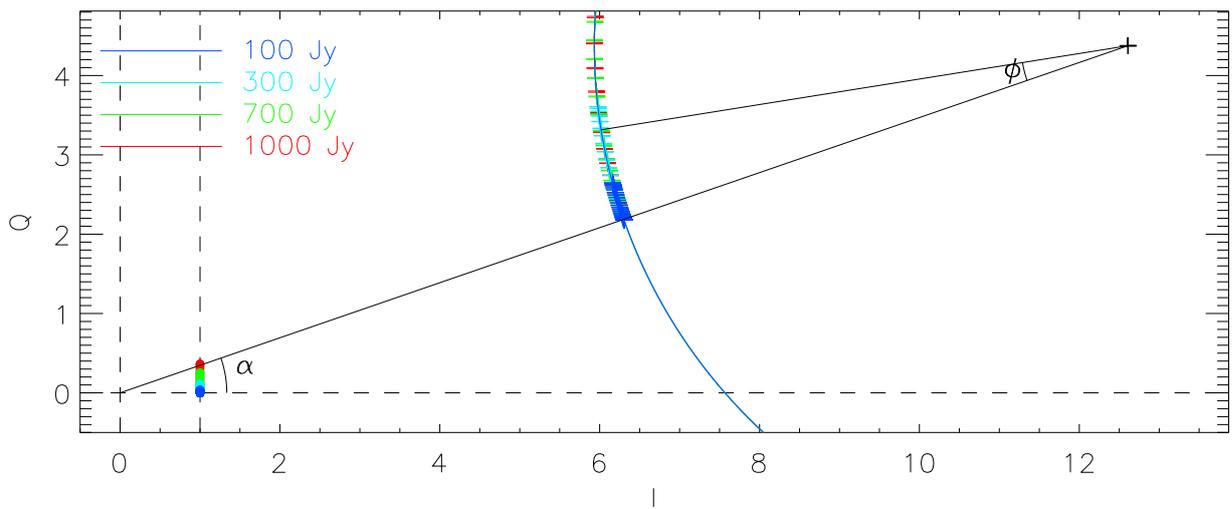


FIGURE 9.7 – (I, Q) lorsqu'un KID observe une source ponctuelle dont le flux varie entre 100 Jy (bleu) et 1000 Jy (rouge). Tous les points sur l'axe imaginaire $I = 1$ sont le résultat des transformation du cercle (I, Q) en Z_{res} avec les équations (9.13) et (9.14).

9.2.3 Simulation de la réponse d'un KID

On reprend le modèle déjà introduit au chapitre 4.3.2 pour la fonction de transfert d'un KID :

$$S_{21}(f) = I + jQ \quad (9.16)$$

$$= \frac{2Z_{res}Z_0}{Z_{res}[2Z_0 + j(X_1 + X_2)] + (Z_0 + jX_1)(Z_0 + jX_2)}, \quad (9.17)$$

avec :

$$Z_{res} = \frac{Z_0 Q_e}{2Q_i} \left[1 + 2jQ_i \frac{(f_{LO} - f_0)}{f_0} \right]. \quad (9.18)$$

X_1 , X_2 , Z_0 sont des impédances, Q_i est le facteur de qualité du résonateur et Q_e est le facteur de qualité externe. f_{LO} est la fréquence d'excitation du détecteur et f_0 la fréquence de résonance du détecteur. Dans la suite du chapitre, on prendra comme valeurs des valeurs typiques mesurées sur *NIKA* et *NIKA2* : $X_1 = X_2 = 0.5 \Omega$, $Z_0 = 50 \Omega$, $Q_i = 2 \times 10^4$, $Q_e = 10^4$ et $f_0 = 1.8 \times 10^9$ Hz.

La *méthode 1* fait appel à des moyennes glissantes sur les points de mesure pris à très haute fréquence. Il nous faut donc simuler une observation dynamique. On se place dans ces conditions similaires à *NIKA2*, en s'autorisant simplement des valeurs entières pour les valeurs de FWHM et de fréquence d'acquisition par souci de simplicité. Ainsi, nous supposons un instrument de lobe gaussien de FWHM=11 arcsec, se déplaçant à 26 arcsec/s pour fournir 5 points de mesure par FWHM sur les TOIs finales échantillonnées à 48 Hz. On simule donc une courte portion de TOI d'une source ponctuelle de flux connu et croissant de 1 à 2000 Jy¹, observée par ce lobe gaussien parfait à 960 Hz, pour simuler l'acquisition haute fréquence à partir de laquelle sont ensuite calculés I , Q , dI et dQ . Ces valeurs-ci produisent alors des TOI finales des *méthode 1* et *méthode 2*, sur lesquelles on ajuste une gaussienne. L'amplitude de celle-ci nous donne la mesure du flux reconstruit. En le comparant au flux simulé, on a donc une mesure de l'effet de la méthode photométrique sur la mesure.

La figure 9.8 compare les profils reconstruits par les deux méthodes au profil en entrée de la simulation. On constate que la *méthode 2* déforme moins le flux simulé que la *méthode 1* pour une même valeur de flux. La figure 9.9 montre le rapport entre le flux mesuré en sortie par les deux méthodes et le flux mis en entrée. Un ajustement parabolique des deux courbes permet de déterminer la non-linéarité des deux méthodes et donne :

$$\epsilon_1 = -2.2 \times 10^{-5} \quad (9.19)$$

$$\epsilon_2 = 8.7 \times 10^{-8} \quad (9.20)$$

Ces deux valeurs montrent que la non-linéarité attendue d'un KID représenté par le modèle de [Grabovskij et al. \(2008\)](#), et dont la photométrie est reconstruite par la *méthode 1*, est proche de la valeur limite qu'on s'est fixée dans la précédente section, afin de ne pas engendrer de modes B systématiques plus forts qu'un dixième des modes B primordiaux pour $r = 0.001$. Si la photométrie est reconstruite avec la *méthode 2*, on constate que le même modèle de KID prédit une linéarité trois ordres de grandeur meilleure, et donc satisfaisant largement la même contrainte.

1. Les flux sont volontairement irréalistes pour des raisons de clarté sur les illustrations et d'amplitude de valeurs pour les fits.

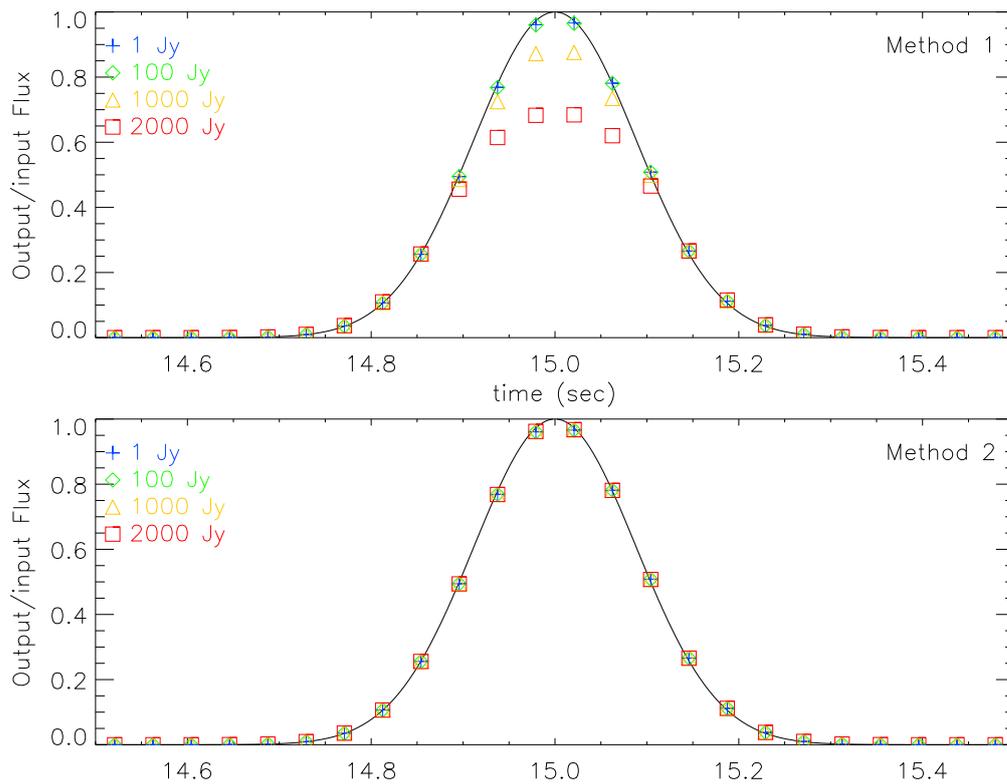


FIGURE 9.8 – Comparaison des timelines du signal entrant (noir) avec les timelines reconstruites (couleurs) à l'aide des *méthode 1* (haut) et *méthode 2* (bas). Les figures sont obtenues par la simulation de l'observation de source ponctuelle par un KID avec un flux incident variant de 1 Jy (bleu) à 2000 Jy (rouge). Les flux sont volontairement irréalistes pour des raisons de clarté sur les illustrations. Dans le cas de la *méthode 1*, plus le flux augmente et plus la Gaussienne reconstruite se déforme impliquant l'apparition de non-linéarités, alors que la *méthode 2* reste linéaire sur la même échelle de flux.

Finalement, si le modèle est infiniment juste, et que la non-linéarité est produite uniquement par les méthodes de reconstruction du signal, on conclut que : aux qualités de rapidité, de sensibilité et de versatilité évoquées à la section 4.3.4, s'ajoute en principe celle de la linéarité des KIDs et des méthodes de reconstruction du signal.

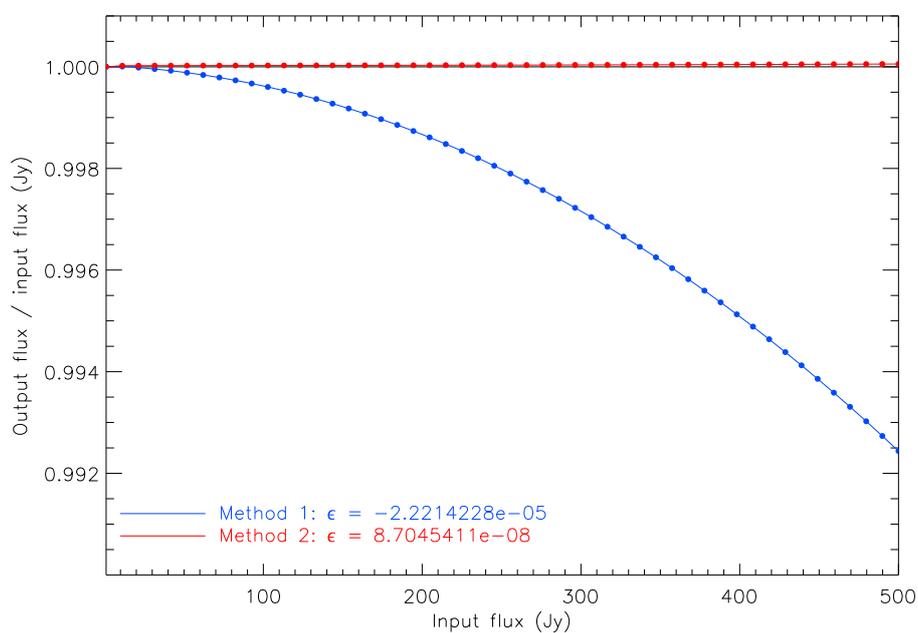


FIGURE 9.9 – Comparaison du ratio entre le flux d'entrée (variant de 1 Jy à 500 Jy) et du flux de sortie, des *méthode 1* (bleu) et *méthode 2* (rouge). Les flux sont volontairement irréalistes pour des raisons de clarté sur l'illustration. Plus le flux augmente et plus la *méthode 1* s'écarte d'un régime linéaire, alors que la *méthode 2* le reste sur la même échelle de flux.

Conclusion et perspectives

La mesure de la polarisation dans le domaine submillimétrique est devenue un des enjeux majeurs de l'astrophysique et de la cosmologie moderne. D'une part, la polarisation des émissions galactiques, notamment celle du rayonnement thermique de la poussière, nous renseigne sur les propriétés du champ magnétique et permet donc de mieux comprendre son rôle dans les processus de formation des structures. D'autre part en Cosmologie, la mesure des anisotropies en température combinée à la mesure de la polarisation du CMB est une mine d'informations permettant de mieux déterminer le modèle cosmologique. Dans ce dernier cas, le Graal consisterait en la détection des modes B primordiaux de la polarisation, car elle permettrait de contraindre les modèles inflationnaires. D'importants moyens instrumentaux, comme les projets *LiteBIRD* et *CMB-S4* pour ne parler que des plus récents, sont mis en œuvre afin de les détecter. Au fil du temps, et afin de remplir leurs objectifs scientifiques, les instruments doivent être de plus en plus sensibles. C'est particulièrement le cas pour la recherche des modes B du CMB, dont l'amplitude encore inconnue, est au mieux plusieurs ordres de grandeurs plus faible que l'émission des avant-plans.

C'est dans ce cadre scientifique et expérimental que la caméra *NIKA2* a vu le jour, à la suite de *NIKA*. D'une part, les gains en sensibilité impliquent la construction de matrices avec de plus en plus de détecteurs si ceux-ci sont limités par le bruit de photon. Cela fait des KIDs des candidats idéaux du fait de la facilité qu'ils ont à être multiplexés et fabriqués. D'autre part, le contrôle des effets systématiques est de plus en plus important, et à ce titre, la modulation de la polarisation par une lame demi-onde en rotation continue et rapide présente de multiples avantages :

- L'amélioration de la redondance angulaire des mesures
- Le rejet des problèmes liés à la détermination des paramètres de Stokes par différenciation de signaux provenant de détecteurs différents.
- La modulation de la polarisation à haute fréquence et donc le rejet naturel du bruit en $1/f$ (atmosphère, électronique).

NIKA a permis de valider le principe de cette mesure, et le module de polarimétrie adapté pour *NIKA2* est lui toujours en cours de caractérisation. Cette étape a débuté en Novembre 2017, mais des problèmes techniques et météorologiques (tempête de neige) nous ont privés d'observations vraiment exploitables jusqu'à la campagne de Décembre 2018. C'est sur ces dernières observations que s'appuie le travail que je présente dans cette thèse. Ainsi j'ai eu la chance de pouvoir activement participer aux observations de *NIKA2pol*, en prenant part pratiquement à toutes les campagnes d'observations, ce qui correspond à une cinquantaine de jours passés au télescope. J'ai également pu contribuer à la réduction des données obtenues lors de toutes ces campagnes et aider à améliorer le *pipeline* de réduction des données en mode polarisé.

Ce travail a tout d'abord permis de qualifier la chaîne d'acquisition de *NIKA2* au double de sa

fréquence habituelle, et en synchronisant la rotation de la lame demi-onde, ainsi que de valider la production de cartes finales des paramètres de Stokes.

L'étude de la polarisation instrumentale (*leakage* de I vers Q et U) sur *NIKA2* a été faite à travers l'observation de source brillante et non-polarisée (Uranus). Elle a montré un niveau de *leakage* de l'ordre de 2% sur chacun des paramètres de Stokes : Q et U . Sa forme n'est pas triviale (forme quadrupolaire avec des lobes positifs et négatifs) et varie avec les déformations du beam qui sont induites par une défocalisation ou une déformation de l'antenne avec l'élévation. Pour des mesures proches, faites dans les mêmes conditions de focalisation, la forme du *leakage* en coordonnées Nasmyth reste fixe. Cette polarisation instrumentale peut être modélisée par une convolution de l'intensité de la source par ces figures. J'ai ainsi développé une méthode de correction de la polarisation instrumentale, qui effectue la convolution nécessaire de la carte d'intensité pour en déduire la contribution à soustraire des cartes de Q et U . Cette convolution suppose une rotation des cartes de *leakage* des coordonnées Nasmyth vers les coordonnées du ciel, et j'ai pour cela implémenté une méthode originale dont les performances sont meilleures que les outils standards à notre disposition. De plus, contrairement à la méthode utilisée dans le *pipeline* de l'instrument *NIKA* qui corrigeait le *leakage* sur les TOIs, cette méthode corrige le *leakage* directement sur les cartes finales. Elle nous permet donc d'éviter une série de projection/déprojection de TOIs de milliers de détecteurs et de gagner un temps substantiel. Cette méthode permet de réduire les résidus de polarisation instrumentale à une valeur $\leq 0.1\%$, lorsque les conditions de focalisations sont voisines. Il est cependant encore trop tôt pour conclure sur la bonne soustraction de la polarisation instrumentale dans le cas général. En effet, la variation du lobe observé durant la semaine et aux différentes élévations est trop importante pour que nous puissions implémenter cette correction de façon systématique sur toutes les observations. Des observations supplémentaires sont nécessaires afin de mieux caractériser la variation du *leakage* en fonction de la focalisation du télescope et de l'élévation, et celles-ci seront la priorité des prochaines campagnes de tests prévues pour l'hiver 2019-2020.

J'ai également participé à l'amélioration de la soustraction du parasite synchrone lié à la lame demi-onde. Des mesures de CX-Tau, source faible non polarisée pendant environ 5 h, ont ainsi pu montrer que cette soustraction ne laissait pas de résidus qui limiteraient l'intégration du bruit en $t^{-1/2}$, et que la sensibilité en Q et U était, en première approximation $NEFD_{Q,U} = 21 \pm 5 \text{ mJy.s}^{1/2}$, en incluant une incertitude d'étalonnage de 10% et de la marge par rapport à la polarisation instrumentale. Ces valeurs restent à finaliser, mais elles montrent d'ores et déjà l'efficacité d'une lame demi-onde en rotation rapide et continue à rejeter le bruit atmosphérique, à la fois par leur valeur absolue, et par le fait qu'on observe une sensibilité en polarisation meilleure qu'en intensité totale, pour laquelle le bruit de ciel est encore le facteur limitant.

Les observations faites lors de la campagne de décembre 2018 ont donc montré le potentiel de la caméra *NIKA2* à mesurer la polarisation. Des observations supplémentaires des mêmes sources sont nécessaires afin de finaliser son *commissioning* en mode polarisé. À terme *NIKA2* pourra s'engager dans le Large Program B-FUN, afin d'aller sonder la polarisation dans les zones filamentaires galactiques, inaccessibles au satellite *Planck*, et tracer l'orientation du champ magnétique à des échelles de fractions de parsecs.

Au-delà de *NIKA2*, dans la perspective de poursuivre le développement des KIDs en vue des futures expériences CMB, j'ai également effectué deux études plus générales.

Afin de préparer des mesures plus poussées, et de cartographier des régions faiblement polarisées (émission diffuse galactique), j'ai adapté les travaux de (Montier et al., 2015b) au cas de *NIKA2* (système KID+lame demi-onde) et montré qu'on pouvait construire des estimateurs bayésiens performants qui prennent en compte l'incertitude de mesure sur tous les paramètres de Stokes y compris

l'intensité totale.

Dans la perspective du déploiement des KIDs vers des expériences dédiées à des mesures de polarisation du CMB, j'ai mené une étude préliminaire du niveau de non-linéarité qu'on pouvait tolérer sur des détecteurs sans compromettre la mesure des modes B. A l'aide d'un modèle de KID, j'ai ainsi montré que les méthodes particulières développées au sein de la collaboration et implémentées dans le *pipeline* de *NIKA2* pour déduire la puissance du flux incident sur un KID, étaient elles mêmes suffisamment linéaires pour satisfaire les contraintes afin de ne pas compromettre la mesure des modes B. A ce stade, il faudrait pouvoir compléter ces développements numériques par des mesures dédiées en laboratoire.

Les méthodes présentées dans ce manuscrit sont transposables à de futurs projets dédiés à la mesure de la polarisation. Même si de par son champ de vue, *NIKA2* n'est pas adapté à la mesure de la polarisation du CMB, son module polarisé offre une importante plateforme de test pour de futures expériences CMB souhaitant utiliser des KIDs et une lame demi-onde en rotation rapide et continue. En effet, c'est à ce jour la seule expérience capable de fournir un retour expérimental d'un tel système. Les sensibilités estimées à ce jour, même préliminaires, et même obtenues depuis un site d'observation de qualité moindre que le pôle Sud ou le désert d'Atacama montrent tout le potentiel d'un tel système.

Notons enfin que les qualités des KIDs abordées dans ce travail leur permettent également de participer à d'autres projets que des imageurs. Le spectromètre *KISS* (Fasano et al., 2019), actuellement en test à l'observatoire de Tenerife a pour but de faire de la spectroscopie de l'effet Sunyaev-Zel'dovich dans les amas de galaxies. Il sert également de *pathfinder* à *CONCERTO* (Lagache, 2018), un autre spectro-imageur de plus grande ampleur, qui sera lui installé à APEX en 2021, avec pour objectif de cartographier l'intensité de la raie de CII, l'un des traceurs de la formation stellaire à haut redshift.

Bibliographie

- ABAZAJIAN, ADSHEAD, AHMED, ET AL. CMB-S4 Science Book, First Edition. *ArXiv e-prints* (2016).
- ABAZAJIAN, ADDISON, ADSHEAD, ET AL. CMB-S4 Science Case, Reference Design, and Project Plan. *arXiv e-prints* art. arXiv :1907.04473 (2019).
- ABITBOL, AHMED, BARRON, ET AL. CMB-S4 Technology Book, First Edition. *arXiv e-prints* art. arXiv :1706.02464 (2017).
- ADAM, COMIS, MACÍAS-PÉREZ, ET AL. Pressure distribution of the high-redshift cluster of galaxies CL J1226.9+3332 with NIKA. *A&A* 576, A12 (2015).
- ADAM, ADANE, ADE, ET AL. The NIKA2 large-field-of-view millimetre continuum camera for the 30 m IRAM telescope. *A&A* 609, A115 (2018).
- ADAM. Observation of galaxy clusters via the Sunyaev-Zel'dovich effect and the polarization of the cosmic microwave background. *Theses* Université Grenoble Alpes (2015).
- ADE, BOCK, BOWDEN, ET AL. First Season QUad CMB Temperature and Polarization Power Spectra. *ApJ* 674(1), 22–28 (2008).
- ADE, AKIBA, ANTHONY, ET AL. A measurement of the cosmic microwave background b-mode polarization with polarbear. *Publications of The Korean Astronomical Society* 30, 625–628 (2015).
- AGLADZE, SIEVERS, JONES, BURLITCH, ET BECKWITH. Laboratory Results on Millimeter-Wave Absorption in Silicate Grain Materials at Cryogenic Temperatures. *ApJ* 462, 1026 (1996).
- AGUDO, THUM, WIESEMAYER, ET AL. 3C 286 : a bright, compact, stable, and highly polarized calibrator for millimeter-wavelength observations. *A&A* 541, A111 (2012).
- AGUDO, THUM, GÓMEZ, ET WIESEMAYER. A simultaneous 3.5 and 1.3 mm polarimetric survey of active galactic nuclei in the northern sky. *A&A* 566, A59 (2014).
- AHMED, AMIRI, BENTON, ET AL. BICEP3 : a 95GHz refracting telescope for degree-scale CMB polarization. Vol. 9153 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* p. 91531N (2014).
- ALINA. Analysis of the interstellar dust polarized emission with the Planck Satellite Survey data. *Thèse de doctorat IRAP* (2015). Thèse de doctorat dirigée par Bernard, Jean-Philippe et Ristorcelli, Isabelle Astrophysique, sciences de l'espace, planétologie Toulouse 3 2015.

- ANDRÉ, MEN'SHCHIKOV, BONTEMPS, ET AL. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF : Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey. *A&A* 518, L102 (2010).
- ANDRUCHOW, CELLONE, ROMERO, DOMINICI, ET ABRAHAM. Microvariability in the optical polarization of 3C 279. *A&A* 409, 857–865 (2003).
- AUMONT, CONVERSI, THUM, ET AL. Measurement of the Crab nebula polarization at 90 GHz as a calibrator for CMB experiments. *A&A* 514, A70 (2010).
- AUSTERMANN, AIRD, BEALL, ET AL. SPTpol : an instrument for CMB polarization measurements with the South Pole Telescope. Vol. 8452 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* p. 84521E (2012).
- BAARS, HOOGHOUTD, MEZGER, ET DE JONGE. The IRAM 30-m millimeter radio telescope on Pico Veleta, Spain. *A&A* 175, 319–326 (1987).
- BALDRY, GLAZEBROOK, BAUGH, ET AL. The 2dF Galaxy Redshift Survey : Constraints on Cosmic Star Formation History from the Cosmic Spectrum. *ApJ* 569(2), 582–594 (2002).
- BARDEEN, COOPER, ET SCHRIEFFER. Theory of superconductivity. *Phys. Rev.* 108, 1175–1204 (1957).
- BASTIAN, COVEY, ET MEYER. A Universal Stellar Initial Mass Function ? A Critical Look at Variations. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 48, 339–389 (2010).
- BECK ET GAENSLER. Observations of magnetic fields in the Milky Way and in nearby galaxies with a Square Kilometre Array. *New Astronomy Reviews* 48(11-12), 1289–1304 (2004).
- BECK ET WIELEBINSKI. Magnetic Fields in Galaxies Vol. 5 p. 641. Springer Netherlands (2013). doi : 10.1007/978-94-007-5612-0_13.
- BENNETT, LARSON, WEILAND, ET AL. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Final Maps and Results. *ApJS* 208, 20 (2013).
- BENOÎT, ADE, AMBLARD, ET AL. Archeops : a high resolution, large sky coverage balloon experiment for mapping cosmic microwave background anisotropies. *Astroparticle Physics* 17(2), 101–124 (2002).
- BENOÎT, ADE, AMBLARD, ET AL. The cosmic microwave background anisotropy power spectrum measured by Archeops. *A&A* 399, L19–L23 (2003)a.
- BENOÎT, ADE, AMBLARD, ET AL. Cosmological constraints from Archeops. *A&A* 399, L25–L30 (2003)b.
- BENOÎT, ADE, AMBLARD, ET AL. First detection of polarization of the submillimetre diffuse galactic dust emission by Archeops. *A&A* 424, 571–582 (2004).
- BENOIT, ADE, AMBLARD, ET AL. First detection of polarization of the submillimetre diffuse galactic dust emission by Archeops. *A&A* 424, 571–582 (2004).
- BICEP2 COLLABORATION, ADE, AIKIN, ET AL. Detection of B-Mode Polarization at Degree Angular Scales by BICEP2. *Physical Review Letters* 112(24), 241101 (2014).
- BICEP2 COLLABORATION, KECK ARRAY COLLABORATION, ADE, ET AL. Improved Constraints on Cosmology and Foregrounds from BICEP2 and Keck Array Cosmic Microwave Background Data with Inclusion of 95 GHz Band. *Physical Review Letters* 116(3), 031302 (2016).

- BOCK, CHEN, MAUSKOPF, ET LANGE. A Novel Bolometer for Infrared and Millimeter-Wave Astrophysics. *SSRv* 74, 229–235 (1995).
- BOURRION, BENOIT, BOULY, ET AL. NIKEL-AMC : readout electronics for the NIKA2 experiment. *Journal of Instrumentation* 11, P11001 (2016).
- CALVO. Development of Kinetic Inductance Detectors for the study of the Cosmic Microwave Background Polarization. *Thèse de doctorat* Sapienza University (2008).
- CALVO, ROESCH, DÉSSERT, ET AL. Improved mm-wave photometry for kinetic inductance detectors. *A&A* 551, L12 (2013).
- CALVO, BENOÎT, CATALANO, ET AL. The NIKA2 Instrument, A Dual-Band Kilopixel KID Array for Millimetric Astronomy. *Journal of Low Temperature Physics* 184, 816–823 (2016).
- CATALANO, CALVO, PONTHEIU, ET AL. Performance and calibration of the NIKA camera at the IRAM 30 m telescope. *A&A* 569, A9 (2014).
- CATALANO, BENOIT, BOURRION, ET AL. Maturity of lumped element kinetic inductance detectors for space-borne instruments in the range between 80 and 180 GHz. *A&A* 592, A26 (2016).
- CHON, CHALLINOR, PRUNET, HIVON, ET SZAPUDI. Fast estimation of polarization power spectra using correlation functions. *MNRAS* 350(3), 914–926 (2004).
- CLARKE, NAGHIZADEH-KHOUEI, SIMMONS, ET STEWART. A statistical assessment of zero-polarization catalogues. *A&A* 269, 617–626 (1993).
- COLUMBRO, BATTISTELLI, COPPOLECCHIA, ET AL. The short wavelength instrument for the polarization explorer balloon-borne experiment : Polarization modulation issues. *Astronomische Nachrichten* 340(83), 83–88 (2019).
- COMPIÈGNE, VERSTRAETE, JONES, ET AL. The global dust SED : tracing the nature and evolution of dust with DustEM. *A&A* 525, A103 (2011).
- COOPER. Bound electron pairs in a degenerate fermi gas. *Phys. Rev.* 104, 1189–1190 (1956).
- COUCHOT, DELABROUILLE, KAPLAN, ET REVENU. Optimised polarimeter configurations for measuring the Stokes parameters of the cosmic microwave background radiation. *A&AS* 135, 579–584 (1999).
- COUDÉ. Étude sous-millimétrique de l’interaction entre le magnétisme et la turbulence dans les milieux interstellaires. (2018).
- COUPEAUD, DEMYK, MENY, ET AL. Low-temperature FIR and submillimetre mass absorption coefficient of interstellar silicate dust analogues. *A&A* 535, A124 (2011).
- CRILL, ADE, BATTISTELLI, ET AL. SPIDER : a balloon-borne large-scale CMB polarimeter. Vol. 7010 of *Proc. SPIE* p. 70102P (2008).
- D’ADDABBO. Applications of Kinetic Inductance Detectors to Astronomy and Particle Physics. *Theses* Université de Grenoble (2014).
- DAHM ET SCALAPINO. Theory of intermodulation in a superconducting microstrip resonator. *Journal of Applied Physics* 81, 2002–2009 (1997).

- DAVIS, LEVERETT ET GREENSTEIN. The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains. *ApJ* 114, 206 (1951).
- DAY, LEDUC, MAZIN, VAYONAKIS, ET ZMUIDZINAS. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays. *Nature* 425, 817–821 (2003).
- DESERT, BOULANGER, ET PUGET. Interstellar dust models for extinction and emission. *A&A* 237, 215–236 (1990).
- DÉSERT, MACÍAS-PÉREZ, MAYET, ET AL. Submillimetre point sources from the Archeops experiment : very cold clumps in the Galactic plane. *A&A* 481, 411–421 (2008).
- DOLGINOV ET MYTROPHANOV. Orientation of Cosmic Dust Grains (In Russian). *Astrophysics and Space Science* 43, 257 (1976).
- DOTSON, VAILLANCOURT, KIRBY, ET AL. 350 μm Polarimetry from the Caltech Submillimeter Observatory. *ApJS* 186, 406–426 (2010).
- DOYLE, MAUSKOPF, NAYLON, PORCH, ET DUNCOMBE. Lumped element kinetic inductance detectors. *Journal of Low Temperature Physics* 151(1), 530–536 (2008).
- DRAINE ET LI. Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era. *ApJ* 657, 810–837 (2007).
- DRAINE ET WEINGARTNER. Radiative Torques on Interstellar Grains. I. Superthermal Spin-up. *ApJ* 470, 551 (1996).
- DRAINE ET WEINGARTNER. Radiative Torques on Interstellar Grains. II. Grain Alignment. *ApJ* 480, 633–646 (1997).
- DUPAC, BERNARD, BOUDET, ET AL. Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index. *A&A* 404, L11–L15 (2003).
- EBEX COLLABORATION, ABOOBAKER, ADE, ET AL. The EBEX Balloon-borne Experiment—Optics, Receiver, and Polarimetry. *ApJS* 239(1), 7 (2018).
- EINSTEIN. Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. *Annalen der Physik* 354, 769–822 (1916).
- ERIKSEN, O'DWYER, JEWELL, ET AL. Power Spectrum Estimation from High-Resolution Maps by Gibbs Sampling. *ApJS* 155(2), 227–241 (2004).
- ERIKSEN, JEWELL, DICKINSON, ET AL. Joint bayesian component separation and CMB power spectrum estimation. *The Astrophysical Journal* 676(1), 10–32 (2008).
- ERRARD, FEENEY, PEIRIS, ET JAFFE. Robust forecasts on fundamental physics from the foreground-obscured, gravitationally-lensed CMB polarization. *JCAP* 2016(3), 052 (2016).
- FACCHINI, VAN DISHOECK, MANARA, ET AL. High gas-to-dust size ratio indicating efficient radial drift in the mm-faint CX Tauri disk. *A&A* 626, L2 (2019).
- FASANO, AGUIAR, BENOIT, ET AL. The KISS Experiment. *Journal of Low Temperature Physics* (2019).
- FAUVET. observationnal cosmology with the PLANCK satellite : modelling of the polarized Galactic emissions. *Theses Université Joseph-Fourier - Grenoble I* (2010).

- FIELDS, MOLARO, ET SARKAR. Big-Bang Nucleosynthesis. *arXiv e-prints* art. arXiv :1412.1408 (2014).
- FIXSEN. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *ApJ* 707(2), 916–920 (2009).
- FOSALBA, LAZARIAN, PRUNET, ET TAUBER. Dust polarization from starlight data. Vol. 609 of *American Institute of Physics Conference Series* p. 44–50 (2002).
- FRIEDMANN. Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik* 10, 377–386 (1922).
- FRIEDMANN. Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik* 21, 326–332 (1924).
- GALITZKI. The Simons Observatory : Project Overview. *arXiv e-prints* art. arXiv :1810.02465 (2018).
- GALITZKI, ADE, ANGILÈ, ET AL. The Next Generation BLAST Experiment. *Journal of Astronomical Instrumentation* 3, 1440001 (2014).
- GAMOW. Expanding universe and the origin of elements. *Phys. Rev.* 70, 572–573 (1946).
- GOLD, BENNETT, HILL, ET AL. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Galactic Foreground Emission. *ApJS* 180(2), 265–282 (2009).
- GOUPY, COLAS, CALVO, ET AL. Contact-less phonon detection with massive cryogenic absorbers. *Applied Physics Letters* 115(22), 223506 (2019).
- GRABOVSKIJ, SWENSON, BUISSON, ET AL. In situ measurement of the permittivity of helium using microwave NbN resonators. *Applied Physics Letters* 93(13), 134102 (2008).
- GUTH. Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D* 23, 347–356 (1981).
- HALL. Observations of the Polarized Light from Stars. *Science* 109, 166–167 (1949).
- HANSON, LEWIS, ET CHALLINOR. Asymmetric beams and CMB statistical anisotropy. *Phys. Rev. D* 81 (10), 103003 (2010).
- HAZUMI, ADE, AKIBA, ET AL. Litebird : A satellite for the studies of b-mode polarization and inflation from cosmic background radiation detection. *Journal of Low Temperature Physics* 194(5), 443–452 (2019).
- HEILES. 9286 Stars : An Agglomeration of Stellar Polarization Catalogs. *AJ* 119, 923–927 (2000).
- HENDERSON, ALLISON, AUSTERMANN, ET AL. Advanced ACTPol Cryogenic Detector Arrays and Readout. *Journal of Low Temperature Physics* 184(3-4), 772–779 (2016).
- HILDEBRAND, DRAGOVAN, ET NOVAK. Detection of submillimeter polarization in the Orion nebula. *ApJ* 284, L51–L54 (1984).
- HILTNER. Polarization of light from distant stars by interstellar medium. *Science* 109(2825), 165–165 (1949).
- HINSHAW, LARSON, KOMATSU, ET AL. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Parameter Results. *ApJS* 208, 19 (2013).

- HIVON, MOTTET, ET PONTIEU. QuickPol :Fast calculation of effective beam matrices for CMB polarization. *A&A* 598, A25 (2016).
- HU ET WHITE. A CMB polarization primer. *New Astronomy* 2(4), 323–344 (1997).
- HUBBLE. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science* 15, 168–173 (1929).
- HUI, ADE, AHMED, ET AL. BICEP Array : a multi-frequency degree-scale CMB polarimeter. Vol. 10708 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* p. 1070807 (2018).
- HULL ET PLAMBECK. The 1.3mm Full-Stokes Polarization System at CARMA. *Journal of Astronomical Instrumentation* 4, 1550005 (2015).
- JOHNSON, COLLINS, ABROE, ET AL. MAXIPOL : Cosmic Microwave Background Polarimetry Using a Rotating Half-Wave Plate. *ApJ* 665, 42–54 (2007).
- JONES. Infrared polarimetry and the interstellar magnetic field. *ApJ* 346, 728–734 (1989).
- KAMIONKOWSKI, KOSOWSKY, ET STEBBINS. Statistics of cosmic microwave background polarization. *Phys. Rev. D* 55, 7368–7388 (1997).
- KEISLER, HOOVER, HARRINGTON, ET AL. Measurements of Sub-degree B-mode Polarization in the Cosmic Microwave Background from 100 Square Degrees of SPTpol Data. *ApJ* 807, 151 (2015).
- KERMISH, ADE, ANTHONY, ET AL. The POLARBEAR experiment. Vol. 8452 of *Proc. SPIE* p. 84521C (2012).
- KINMAN. Optical Polarization Measures of Five Radio Sources. *ApJ* 148, L53 (1967).
- KOGUT, DUNKLEY, BENNETT, ET AL. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Foreground Polarization. *ApJ* 665(1), 355–362 (2007).
- KÖNYVES, ANDRÉ, MEN'SHCHIKOV, ET AL. A census of dense cores in the Aquila cloud complex : SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey. *A&A* 584, A91 (2015).
- KOVAC, LEITCH, PRYKE, ET AL. Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI. *Nature* 420, 772–787 (2002).
- KUSAKA, ESSINGER-HILEMAN, APPEL, ET AL. Modulation of cosmic microwave background polarization with a warm rapidly rotating half-wave plate on the Atacama B-Mode Search instrument” [Rev. Sci. Instrum. 85, 024501 (2014)]. *Review of Scientific Instruments* 85(3), 039901 (2014).
- LAGACHE. Exploring the dusty star-formation in the early Universe using intensity mapping. Vol. 333 of *IAU Symposium* p. 228–233 (2018).
- LAMARRE, PUGET, BOUCHET, ET AL. The Planck High Frequency Instrument, a third generation CMB experiment, and a full sky submillimeter survey. *New Astronomy Reviews* 47(11-12), 1017–1024 (2003).
- LANZETTA, YAHATA, PASCARELLE, CHEN, ET FERNÁNDEZ-SOTO. The Star Formation Rate Intensity Distribution Function : Implications for the Cosmic Star Formation Rate History of the Universe. *ApJ* 570 (2), 492–501 (2002).

- LARKIN, OLDFIELD, ET KLEMM. Fast fourier method for the accurate rotation of sampled images. *Optics Communications* 139(1), 99 – 106 (1997).
- LARSON, DUNKLEY, HINSHAW, ET AL. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-derived Parameters. *ApJS* 192(2), 16 (2011).
- LAZARIAN ET HOANG. Radiative torques : analytical model and basic properties. *MNRAS* 378, 910–946 (2007).
- LAZARIAN. Physics of Grain Alignment. Vol. 215 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* p. 69 (2000).
- LEE, KANG, BYUN, ET AL. First Detection of 350 Micron Polarization from a Radio-loud AGN. *ApJ* 808 (1), L26 (2015).
- LEWIS ET CHALLINOR. Weak gravitational lensing of the CMB. *Phys. Rep.* 429(1), 1–65 (2006).
- LIDDLE ET LYTH. *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*. Cambridge University Press (2000). doi : 10.1017/CBO9781139175180.
- LILLY, LE FEVRE, HAMMER, ET CRAMPTON. The Canada-France Redshift Survey : The Luminosity Density and Star Formation History of the Universe to Z approximately 1. *ApJ* 460, L1 (1996).
- LINDE. A new inflationary universe scenario : A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. *Physics Letters B* 108, 389–393 (1982).
- LINDE. Inflationary Cosmology after Planck 2013. *arXiv e-prints* art. arXiv :1402.0526 (2014).
- MAC LOW ET KLESSEN. Control of star formation by supersonic turbulence. *Reviews of Modern Physics* 76(1), 125–194 (2004).
- MANGILLI, FOËNARD, AUMONT, ET AL. PILOT balloon-borne experiment in-flight performance. *arXiv e-prints* art. arXiv :1804.05645 (2018).
- MATHER, CHENG, EPLEE, JR., ET AL. A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. *ApJ* 354, L37–L40 (1990).
- MATHIS. Interstellar dust and extinction. *ARA&A* 28, 37–70 (1990).
- MATSUMURA, AKIBA, BORRILL, ET AL. Mission Design of LiteBIRD. *Journal of Low Temperature Physics* 176, 733–740 (2014).
- MATTHEWS, MCPHEE, FISSEL, ET CURRAN. The Legacy of SCUPOL : 850 μm Imaging Polarimetry from 1997 to 2005. *ApJS* 182, 143–204 (2009).
- MENY, GROMOV, BOUDET, ET AL. Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission. I. A model based on physical properties of amorphous solids. *A&A* 468(1), 171–188 (2007).
- MIE. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik* 330, 377–445 (1908).
- MISAWA, BERNARD, ADE, ET AL. PILOT : a balloon-borne experiment to measure the polarized FIR emission of dust grains in the interstellar medium. Vol. 9153 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* p. 91531H (2014).

- MOLINARI, SWINYARD, BALLY, ET AL. Clouds, filaments, and protostars : The Herschel Hi-GAL Milky Way. *A&A* 518, L100 (2010).
- MONCELSI, ADE, ANGILÈ, ET AL. Empirical modelling of the BLASTPol achromatic half-wave plate for precision submillimetre polarimetry. *MNRAS* 437, 2772–2789 (2014).
- MONFARDINI, SWENSON, BIDEAUD, ET AL. NIKA : A millimeter-wave kinetic inductance camera. *A&A* 521, A29 (2010).
- MONTIER, PLASZCZYNSKI, LEVRIER, ET AL. Polarization measurement analysis. I. Impact of the full covariance matrix on polarization fraction and angle measurements. *A&A* 574, A135 (2015)a.
- MONTIER, PLASZCZYNSKI, LEVRIER, ET AL. Polarization measurement analysis. II. Best estimators of polarization fraction and angle. *A&A* 574, A136 (2015)b.
- NAGAI, NAKANISHI, PALADINO, ET AL. ALMA Science Verification Data : Millimeter Continuum Polarimetry of the Bright Radio Quasar 3C 286. *ApJ* 824(2), 132 (2016).
- NAGHIZADEH-KHOUEI ET CLARKE. On the statistical behaviour of the position angle of linear polarization. *A&A* 274, 968 (1993).
- NAGY, ADE, AMIRI, ET AL. A New Limit on CMB Circular Polarization from SPIDER. *ApJ* 844, 151 (2017).
- NEWMAN ET PENROSE. Note on the Bondi-Metzner-Sachs Group. *Journal of Mathematical Physics* 7, 863–870 (1966).
- O’DEA. The compact steep-spectrum and gigahertz peaked-spectrum radio sources. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 110(747), 493–532 (1998).
- PAETH. A fast algorithm for general raster rotation | this paper revises and updates the journal article (paeth, 1986a), which first described general raster rotation using three shearing passes. minor errors have been corrected, the references have been augmented, and an addendum has been included, which provides additional background and application notes. In GLASSNER, editor, *Graphics Gems* p. 179 – 195. Morgan Kaufmann San Diego (1990). ISBN 978-0-08-050753-8. doi : <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-050753-8.50046-2>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780080507538500462>.
- PAGE, HINSHAW, KOMATSU, ET AL. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Polarization Analysis. *ApJS* 170(2), 335–376 (2007).
- PALMEIRIM, ANDRÉ, KIRK, ET AL. Herschel view of the Taurus B211/3 filament and striations : evidence of filamentary growth? *A&A* 550, A38 (2013).
- PARDO, CERNICARO, ET SERABYN. Modeling the atmospheric longwave spectrum : State of the art in the horizon of ALMA. Vol. 266 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* p. 188 (2002).
- PATRIARCHI ET PERINOTTO. Interstellar extinction. *Mem. Soc. Astron. Italiana* 70, 637–651 (1999).
- PENZIAS ET WILSON. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ* 142, 419–421 (1965).

- PERLEY. The positions, structures, and polarizations of 404 compact radio sources. *AJ* 87, 859–880 (1982).
- PERLEY ET BUTLER. INTEGRATED POLARIZATION PROPERTIES OF 3c48, 3c138, 3c147, AND 3c286. *The Astrophysical Journal Supplement Series* 206(2), 16 (2013).
- PEROTTO, PONTHEU, MACÍAS-PÉREZ, ET AL. Calibration and Performance of the NIKA2 camera at the IRAM 30-meter Telescope. *arXiv e-prints* (2019).
- PIÉTU, GUILLOTEAU, DI FOLCO, DUTREY, ET BOEHLER. Faint disks around classical T Tauri stars : Small but dense enough to form planets. *A&A* 564, A95 (2014).
- PISANO, MAFFEI, ADE, ET AL. Multi-Octave Metamaterial Reflective Half-Wave Plate for Millimetre and Sub-Millimetre wave Applications. *arXiv e-prints* art. arXiv :1610.00582 (2016).
- PLANCK COLLABORATION, ABERGEL, ADE, ET AL. Planck early results. XXV. Thermal dust in nearby molecular clouds. *A&A* 536, A25 (2011)a.
- PLANCK COLLABORATION, ADE, AGHANIM, ET AL. Planck early results. I. The Planck mission. *A&A* 536, A1 (2011)b.
- PLANCK COLLABORATION, ADE, AGHANIM, ET AL. Planck 2013 results. VII. HFI time response and beams. *A&A* 571, A7 (2014).
- PLANCK COLLABORATION, ADE, AGHANIM, ET AL. Planck intermediate results. XIX. An overview of the polarized thermal emission from Galactic dust. *A&A* 576, A104 (2015).
- PLANCK COLLABORATION, ADAM, ADE, ET AL. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. *A&A* 594, A1 (2016)a.
- PLANCK COLLABORATION, ADAM, ADE, ET AL. Planck 2015 results. X. Diffuse component separation : Foreground maps. *A&A* 594, A10 (2016)b.
- PLANCK COLLABORATION, ADAM, ADE, ET AL. Planck intermediate results. XXX. The angular power spectrum of polarized dust emission at intermediate and high Galactic latitudes. *A&A* 586, A133 (2016)c.
- PLANCK COLLABORATION, ADE, AGHANIM, ET AL. Planck intermediate results. XXXIII. Signature of the magnetic field geometry of interstellar filaments in dust polarization maps. *A&A* 586, A136 (2016)d.
- PLANCK COLLABORATION, ADE, AGHANIM, ET AL. Planck 2015 results. XXVI. The Second Planck Catalogue of Compact Sources. *A&A* 594, A26 (2016)e.
- PLANCK COLLABORATION, AGHANIM, AKRAMI, ET AL. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *arXiv e-prints* art. arXiv :1807.06209 (2018)a.
- PLANCK COLLABORATION, AKRAMI, ARROJA, ET AL. Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck. *arXiv e-prints* art. arXiv :1807.06205 (2018)b.
- PLANCK COLLABORATION, AKRAMI, ASHDOWN, ET AL. Planck 2018 results. IV. Diffuse component separation. *arXiv e-prints* art. arXiv :1807.06208 (2018)c.

- POIDEVIN, RUBINO-MARTIN, GENOVA-SANTOS, ET AL. The QUIJOTE Experiment : Prospects for CMB B-MODE polarization detection and foregrounds characterization. *arXiv e-prints* art. arXiv :1802.04594 (2018).
- POLARBEAR COLLABORATION, ADE, AGUILAR, ET AL. A Measurement of the Cosmic Microwave Background B-mode Polarization Power Spectrum at Subdegree Scales from Two Years of polarbear Data. *ApJ* 848, 121 (2017).
- PONTHIEU, GRAIN, ET LAGACHE. POKER : estimating the power spectrum of diffuse emission with complex masks and at high angular resolution. *A&A* 535, A90 (2011).
- PONTHIEU. Polarisation du fond diffus cosmologique et de l'émission des poussières galactiques. *Theses* Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2003).
- QUINN. Bayesian analysis of polarization measurements. *A&A* 538, A65 (2012).
- REES. Polarization and Spectrum of the Primeval Radiation in an Anisotropic Universe. *ApJ* 153, L1 (1968).
- REES ET SCIAMA. Large-scale Density Inhomogeneities in the Universe. *Nature* 217, 511–516 (1968).
- REICHBORN-KJENNERUD, ABOOBAKER, ADE, ET AL. EBEX : a balloon-borne CMB polarization experiment. Vol. 7741 of *Proc. SPIE* p. 77411C (2010).
- RICCI, TESTI, NATTA, ET AL. Dust properties of protoplanetary disks in the Taurus-Auriga star forming region from millimeter wavelengths. *A&A* 512, A15 (2010).
- RIDDERSTAD, JUVELA, LEHTINEN, LEMKE, ET LILJESTROM. Properties of dust in the high-latitude translucent cloud L1780. I. Spatially distinct dust populations and increased dust emissivity from ISO observations. *A&A* 451(3), 961–971 (2006).
- RIESS, FILIPPENKO, CHALLIS, ET AL. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ* 116(3), 1009–1038 (1998).
- RIGBY, PERETTO, ADAM, ET AL. A NIKA view of two star-forming infrared dark clouds : Dust emissivity variations and mass concentration. *A&A* 615, A18 (2018).
- RITACCO, ADAM, ADANE, ET AL. NIKA 2 : next-generation continuum/polarized camera at the IRAM 30 m telescope and its prototype. p. 16 (2015).
- RITACCO, PONTHIEU, CATALANO, ET AL. Polarimetry at millimeter wavelengths with the NIKA camera : calibration and performance. *A&A* 599, A34 (2017).
- RITACCO, MACÍAS-PÉREZ, PONTHIEU, ET AL. NIKA 150 GHz polarization observations of the Crab nebula and its spectral energy distribution. *A&A* 616, A35 (2018).
- RITACCO. Polarimetry at millimeter wavelengths with the instruments NIKA and NIKA2. *Theses* Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie ; Université Grenoble - Alpes (2016).
- RODÓN, ZAVAGNO, BALUTEAU, ET AL. Physical properties of the Sh2-104 H II region as seen by Herschel. *A&A* 518, L80 (2010).

- ROESCH, BENOIT, BIDEAUD, ET AL. Development of Lumped Element Kinetic Inductance Detectors for NIKA. *arXiv e-prints* art. arXiv :1212.4585 (2012).
- ROSSET. Contribution à la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique dans le cadre des programmes ARCHEOPS et PLANCK. *Theses Université Paris-Diderot - Paris VII* (2003).
- RUPPIN, MAYET, PRATT, ET AL. First Sunyaev-Zel'dovich mapping with the NIKA2 camera : Implication of cluster substructures for the pressure profile and mass estimate. *A&A* 615, A112 (2018).
- SACHS ET WOLFE. Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. *ApJ* 147, 73 (1967).
- SEKIMOTO, ADE, ARNOLD, ET AL. Concept design of the LiteBIRD satellite for CMB B-mode polarization. Vol. 10698 p. 613 – 629. International Society for Optics and Photonics SPIE (2018).
- SELJAK ET ZALDARRIAGA. Signature of Gravity Waves in the Polarization of the Microwave Background. *Physical Review Letters* 78(11), 2054–2057 (1997).
- SERKOWSKI. Statistical Analysis of the Polarization and Reddening of the Double Cluster in Perseus. *Acta Astron.* 8, 135 (1958).
- SERKOWSKI, MATHEWSON, ET FORD. Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction. *ApJ* 196, 261–290 (1975).
- SETA ET BECK. Revisiting the Equipartition Assumption in Star-Forming Galaxies. *Galaxies* 7(2), 45 (2019).
- SETA, SHUKUROV, WOOD, BUSHBY, ET SNODIN. Relative distribution of cosmic rays and magnetic fields. *MNRAS* 473(4), 4544–4557 (2018).
- SHERRILL ET ROSE. Microwave Nonlinearities in Thin Superconducting Films. *Reviews of Modern Physics* 36, 312–315 (1964).
- SHIMON, KEATING, PONTIEU, ET HIVON. CMB polarization systematics due to beam asymmetry : Impact on inflationary science. *Phys. Rev. D* 77(8), 083003 (2008).
- SHU, LIZANO, ET ADAMS. Star formation in molecular cloud cores. Vol. 115 of *IAU Symposium* p. 417–433 (1987).
- SIMMONS ET STEWART. Point and interval estimation of the true unbiased degree of linear polarization in the presence of low signal-to-noise ratios. *A&A* 142, 100–106 (1985).
- SMOOT, BENNETT, KOGUT, ET AL. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *ApJ* 396, L1–L5 (1992).
- STAROBINSKY. Dynamics of phase transition in the new inflationary universe scenario and generation of perturbations. *Physics Letters B* 117(3), 175 – 178 (1982).
- STEBOR, ADE, AKIBA, ET AL. The Simons Array CMB polarization experiment. Vol. 9914 of *Proc. SPIE* p. 99141H (2016).
- STEPNIK, ABERGEL, BERNARD, ET AL. Evolution of the Dust Properties in a Translucent Cloud. Vol. 460 of *ESA Special Publication* p. 269 (2001).

- STEVENS, ROBSON, ET HOLLAND. Millimeter and Submillimeter Polarization Observations of Blazars. *ApJ* 462, L23 (1996).
- TAKAKURA, AGUILAR, AKIBA, ET AL. Performance of a continuously rotating half-wave plate on the POLARBEAR telescope. *JCAP* 5, 008 (2017).
- THE EBEX COLLABORATION, ABOOBAKER, ADE, ET AL. The EBEX Balloon-borne Experiment - Optics, Receiver, and Polarimetry. *ApJS* 239, 7 (2018).
- THE LSPE COLLABORATION, AIOLA, AMICO, ET AL. The Large-Scale Polarization Explorer (LSPE). *arXiv e-prints* art. arXiv :1208.0281 (2012).
- THUM, WIESEMAYER, PAUBERT, NAVARRO, ET MORRIS. XPOL : the Correlation Polarimeter at the IRAM 30-m Telescope. *PASP* 120, 777 (2008).
- VAILLANCOURT ET MATTHEWS. Submillimeter Polarization of Galactic Clouds : A Comparison of 350 μm and 850 μm Data. *ApJS* 201, 13 (2012).
- VAILLANCOURT. Placing Confidence Limits on Polarization Measurements. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 118, 1340–1343 (2006).
- VAN DE HULST. Optics of spherical particles. *Thèse de doctorat Recherches Astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht*, vol. 11, pp.1.i-1.87 (1946).
- WALLIS, BROWN, BATTYE, PISANO, ET LAMAGNA. Removing beam asymmetry bias in precision CMB temperature and polarization experiments. *MNRAS* 442(3), 1963–1979 (2014).
- WARDLE ET KRONBERG. The linear polarization of quasi-stellar radio sources at 3.71 and 11.1 centimeters. *ApJ* 194, 249–255 (1974).
- WEINGARTNER ET DRAINE. Radiative Torques on Interstellar Grains. III. Dynamics with Thermal Relaxation. *ApJ* 589(1), 289–318 (2003).
- WHITE ET HU. The Sachs-Wolfe effect. *A&A* 321, 8–9 (1997).
- WIESEMAYER, HEZAREH, KREYSA, ET AL. Submillimeter Polarimetry with PolKa, a Reflection-Type Modulator for the APEX Telescope. *PASP* 126, 1027 (2014).
- YOON, ADE, BARKATS, ET AL. The Robinson Gravitational Wave Background Telescope (BICEP) : a bolometric large angular scale CMB polarimeter. Vol. 6275 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* p. 62751K (2006).
- ZALDARRIAGA. Nature of the E-B decomposition of CMB polarization. *Phys. Rev. D* 64(10), 103001 (2001).
- ZALDARRIAGA. The Polarization of the Cosmic Microwave Background. p. 309 (2004).
- ZAROUBI. The Epoch of Reionization. Vol. 396 of *Astrophysics and Space Science Library* p. 45 (2013).
- ZMUIDZINAS. Superconducting microresonators : Physics and applications. *Annual Review of Condensed Matter Physics* 3, 169–214 (2012).

Résumé

La polarisation représente une sonde importante permettant l'étude de nombreux processus astrophysiques et cosmologiques. L'étude du fond diffus cosmologique (CMB en anglais) est un enjeu clef de la Cosmologie moderne car il représente une importante source d'informations sur les paramètres de l'Univers. La mesure de la polarisation du CMB, et plus particulièrement la détection de ses modes B permettrait de contraindre les modèles inflationnaires en signant la présence d'ondes gravitationnelles primordiales. Dans le domaine Astrophysique, les observations ont montré que la formation stellaire a lieu dans des structures denses et filamentaires du milieu interstellaire. Le champ magnétique peut être tracé à travers l'émission polarisée de la poussière, et son observation par le satellite *Planck* révèle la présence d'un champ magnétique à grande échelle et suggère que celui-ci joue un rôle important dans la formation des structures dans lesquelles naissent les étoiles. La voie polarisée de la caméra *NKA2* permettra de cartographier à haute résolution et haute sensibilité ces zones de formation stellaire, ce qui constituera un apport d'information supplémentaire sur le rôle du champ magnétique à l'échelle des filaments. Pour cela, *NKA2* utilise une lame demi-onde en rotation continue et un nouveau type de détecteurs : les KIDs. C'est actuellement le seul instrument utilisant cette combinaison, et représente un retour d'expérience important dans l'optique d'installer un tel système sur de futurs projets visant à mesurer la polarisation du CMB.

Une partie des travaux réalisés dans cette thèse a été faite dans le cadre du *commissioning* du module polarisé de *NKA2*. En s'appuyant sur les observations de sources compactes et diffuses réalisées, elle présente les différentes méthodes développées afin de caractériser l'instrument : reconstruction des cartes des paramètres de Stokes, soustraction des effets systématiques propres à la polarisation (signal parasite de la lame, polarisation instrumentale).

Dans le cadre plus général de la recherche des modes B, la dernière partie propose de nouveaux estimateurs de la polarisation plus généraux que ceux utilisés dans la littérature, notamment en ce qui concerne l'incertitude sur l'intensité. Elle présente également une étude sur la non-linéarité induite par les méthodes de reconstruction du signal des KIDs et l'impact que celle-ci pourrait avoir sur la détection des modes B.

Abstract

The polarization is an important probe of many astrophysical and cosmological processes. The study of the Cosmic Microwave Background (CMB) is one of the major goals in Cosmology because it represents an important source of information on the cosmological model of the Universe. The measure of CMB polarization, and in particular the detection of its B modes, would sign the presence of primordial gravitational waves and be a powerful probe of inflation. In Astrophysics, the magnetic field can be traced via the observation of dust polarization, and its observation by *Planck* satellite reveals a well organized magnetic field at large angular scales. Observations have shown that stellar formation takes place in dense filamentary structures and suggest that magnetic field plays an important role in it. High resolution observations of polarization in the filaments will allow us to further probe the role of magnetic field in star formation, and this is one of the main goals of the polarized channel of the *NKA2* camera. Polarization with *NKA2* is reconstructed thanks to the continuous rotation of a Half Wave Plate (HWP) and detectors of a new technology : KIDs (Kinetic Inductance Detectors). It is the only experiment that uses this combination, it thus gives an important feedback in the perspective of deploying it on future CMB polarization instruments.

A part of this thesis focuses on the characterization of the polarization module of *NKA2*. It presents the data analysis that allows the reconstruction of polarization and the methods that were developed to subtract systematic effects such as the parasitic signal from the HWP and instrumental polarisation.

In the context of the search for B modes and in the perspective of doing more precise estimations of polarization, the last part presents two studies : one on the construction of new estimators of polarization that take into account the noise on intensity, and the other one on non-linearity produced by the reconstruction of a KID signal and how it impacts the detection of CMB B modes.

