



HAL
open science

Etude et réalisation d'un spectromètre intégré à transformée de Fourier (SWIFTS)

Jérôme Ferrand

► **To cite this version:**

Jérôme Ferrand. Etude et réalisation d'un spectromètre intégré à transformée de Fourier (SWIFTS). Astrophysique [astro-ph]. Université de Grenoble, 2010. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-00554948v3⟩

HAL Id: tel-00554948

<https://theses.hal.science/tel-00554948v3>

Submitted on 24 Mar 2011

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

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



HAL Authorization

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astrophysique et milieux dilués**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Jérôme Ferrand

Thèse dirigée par **Étienne le Coarer**

préparée au sein du **Laboratoire d'astrophysique de Grenoble**
dans l'**École doctorale de physique de Grenoble**

Étude et réalisation d'un spectro- mètre intégré à transformée de Fou- rier (SWIFTS)

Thèse soutenue publiquement le **12 novembre 2010**,
devant le jury composé de :

M. Christian Perrier

Astronome au LAOG, Président

M. Stephen Ridgway

Professeur associé à la Georgia State University, Rapporteur

M. Nicolas Guérineau

Ingénieur de recherche à l'ONERA-DOTA, Rapporteur

M. Alain Chelli

Astronome au LAOG, Examineur

M. Emmanuel Sein

Ingénieur chez EADS-Astrium, Examineur

M. Étienne le Coarer

Ingénieur de recherche au LAOG, Directeur de thèse



Aux membres de ma famille qui, s'il existe, savent maintenant.

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord exprimer mes plus profonds remerciements à Etienne le Coarer pour m'avoir encadré pendant ces trois dernières années. Il a su me suivre dans mes travaux et m'a transmis ses connaissances et sa passion pour l'astrophysique et l'instrumentation. Il a suivi au jour le jour mes travaux et a été une aide très précieuse notamment lorsque je me posais des questions sur ma thèse et mon avenir, il a toujours su me remotiver. Je le remercie aussi pour les échanges que nous avons eu sur le fonctionnement de l'Université ainsi que son histoire. Ces échanges m'ont été très utiles pour assurer mon rôle de représentant étudiant au sein des conseils centraux.

Je tiens à remercier messieurs Stephen Ridgway, professeur à l'université d'état de Géorgie (USA), et Nicolas Guerineau, ingénieur de recherche à l'ONERA, qui ont accepté de juger mes travaux de recherche et de rapporter sur mon manuscrit de thèse. Je tiens aussi à remercier Christian Perrier, astronome au LAOG, Emmanuel Sein, ingénieur chez EADS - Astrium, et Alain Chelli, astronome au LAOG, qui ont accepté d'être examinateurs lors de ma soutenance de thèse.

J'adresse mes remerciements à Pierre Benech pour avoir initié, avec Etienne le Coarer, le projet SWIFTS. J'adresse aussi mes remerciements à Thierry Gonthiez ainsi qu'aux équipes du LNIO, de EzV et de Teem'Photonics qui ont travaillé sur le projet SWIFTS et surtout décroché une dotation de la part du fond unique inter-ministériel qui a grandement amélioré nos conditions de travail au niveau matériel.

Au cours des presque quatre ans que j'ai passés au laboratoire d'astrophysique de Grenoble, j'ai eu la chance de rencontrer de nombreuses personnes, de travailler dans un lieu confortable et serein tant durant mon master 2 que durant mes trois années de thèse. Durant cette période, j'ai progressé sur le plan scientifique et humain, j'ai pu vraiment découvrir ce qu'est l'astrophysique et la recherche en astrophysique, et ce, sous toutes ses formes (observation, théorie et instrumentation). C'est pourquoi je tiens à remercier l'ensemble du laboratoire ainsi que l'équipe pédagogique du master 2 d'astrophysique, et plus particulièrement Jean-Louis Monin (directeur du laboratoire) et Jonathan Ferreira (reponsable du master 2).

Je tiens à remercier Fabrice Thomas pour m'avoir supporté en tant que directeur de stage durant six mois puis comme collègue de travail pendant un an. Son aide a été très précieuse pour mener à bien nos expérimentations. Je le remercie aussi pour ses compétences orthographiques. Je remercie de la même façon Thibault Moulain, Mickaël Paul, Alain Delboulbé et Noël Ventura pour leur aide dans la réalisation du banc d'expérimentation.

Je remercie Alain Chelli, Pierre Benech, Pierre Kern et Almas Chalbalaev pour m'avoir transmis une partie de leurs connaissances sur le plan théorique de la spectrométrie de Fourier et de l'optique guidée. Je tiens aussi à remercier plus particulièrement Pierre Kern pour sa relecture minutieuse de ce manuscrit, et ce, en un temps record.

Je remercie tout particulièrement Alain Morand et Guillaume Custillon de l'IMEP avec qui j'ai beaucoup interagi durant ma thèse. Je remercie aussi Aude Bouchard et Gregory Grosa de l'IMEP et Cédric Cassagnette de TeemPhotonics pour leur aide pour la réalisation technique des guides optiques, Sylvain Blaize et Gregory Leblond du LNIO et Jumana Boussey et Sébastien Labau du LTM pour la réalisation des nano-plots diffusants.

L'équipe IONIC et le comité des thèses du LAOG a aussi été une aide importante dans le suivi de mes travaux c'est pourquoi je tiens aussi à les remercier.

Enfin, je remercie mes collègues thésards et docteurs (ou en voie de l'être) et tout particulièrement mes collègues de promotion : Stéphanie Renard, Benoît Ceruti, Mickaël Bonnefoy et Andrew Burgess.

En conclusion de ces remerciements, je remercie brièvement tous mes proches et amis que je ne citerai pas mais qui se reconnaîtront, et plus particulièrement ma famille et les personnes avec qui j'ai vécu durant ces trois années ou au moins une partie.

À Grenoble, le 12 septembre 2010,
Jérôme Ferrand.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iii
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES FIGURES	ix
LISTE DES ACRONYMES	xii
AVANT-PROPOS	xv
1 INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1.1 VISION HISTORIQUE DE LA LUMIÈRE	3
1.2 LA SPECTROSCOPIE	5
1.2.1 Pourquoi la spectroscopie ?	6
1.2.2 Les techniques et instruments de mesure	6
1.2.3 La spectroscopie en astrophysique	7
1.2.4 Pourquoi un nouveau spectromètre ?	7
1.3 SWIFTS	8
1.3.1 Présentation de SWIFTS	8
1.3.2 Principe de SWIFTS	8
1.4 BUT DE CETTE THÈSE	9
2 INTRODUCTION À SWIFTS	11
2.1 INTRODUCTION AU PHÉNOMÈNE D'INTERFÉRENCES	13
2.1.1 Définition du phénomène d'interférences	13
2.1.2 Cas d'ondes à la surface d'une étendue d'eau	13
2.1.3 Cas particulier des ondes stationnaires	16
2.1.4 Généralisation aux ondes lumineuses : l'effet de la polarisation	16
2.2 LA SPECTROMÉTRIE PAR MESURE DE COHÉRENCE TEMPORELLE . .	18
2.2.1 Principe d'un spectromètre à transformée de Fourier	19
2.2.2 Conditions d'observabilité des interférences de deux ondes et cohérence optique	23
2.2.3 L'interféromètre à division d'amplitude	26
2.2.4 Densité spectrale de puissance et théorème de Wiener- Kintchine	29
2.2.5 De l'interférogramme au spectre : la fonction d'appareil	32
2.3 LE PRINCIPE DE LA DÉTECTION TOUT AU LONG DU TRAJET OPTIQUE	48
2.3.1 Le principe des plaques photos de Lippmann	48
2.3.2 Le principe de la détection évanescente	51
2.4 LES DEUX TYPES DE SWIFTS : LES MODES LIPPMANN ET GABOR .	58

2.4.1	Principe de base de SWIFTS	58
2.4.2	SWIFTS Lippmann - multiplex spatial	60
2.4.3	SWIFTS Gabor - multiplex temporel	60
	CONCLUSION	61
3	MODÉLISATION D'UN SPECTROMÈTRE SWIFTS GABOR	63
3.1	MODÉLISATION SIMPLIFIÉE D'UNE STRUCTURE IDÉALE	67
3.1.1	Géométrie du problème	67
3.1.2	Expression de la figure d'interférences	68
3.1.3	Caractéristiques idéales	70
3.2	MODÉLISATION SIMPLIFIÉE INTÉGRANT DES IMPERFECTIONS	74
3.2.1	Pertes de guidage	74
3.2.2	Déphasage par le plot de l'onde transmise et in- homogénéité de l'indice effectif du guide	75
3.2.3	Stabilité en température	76
3.2.4	Erreur sur la position des pas d'échantillonnage	79
3.2.5	Multimodalité et polarisation de la source	84
3.2.6	Taille et forme non-uniforme des nano-plots	86
3.2.7	Effets des réflexions internes	88
3.3	CONCLUSIONS SUR LE MODÈLE SIMPLIFIÉ	91
3.3.1	Expression générale de la figure d'interférences	91
3.3.2	Limites du modèle simplifié	92
3.4	MODÉLISATION DE LA DÉTECTION ÉVANESCENTE	92
3.4.1	Choix de la méthode	93
3.4.2	Description générale de la méthode	96
3.4.3	Utilisation de l'AFMM pour le choix du matériau des nano- plots	96
3.4.4	Conclusions sur l'AFMM	98
3.5	MODÉLISATION MATRICIELLE	99
3.5.1	Présentation de la modélisation matricielle d'un plot	99
3.5.2	Présentation de la modélisation matricielle d'un SWIFTS complet	103
3.5.3	Utilisation de la modélisation matricielle dans le cas d'un SWIFTS idéal	104
3.5.4	Comparaison avec l'AFMM	106
3.5.5	Étude du phénomène des réflexions de Bragg grâce au mo- dèle matriciel idéal	108
3.5.6	Modélisation des imperfections	115
3.6	CONCLUSIONS SUR LE MODÈLE MATRICIEL	117
3.6.1	Limites du modèle matriciel	117
	CONCLUSION	117
	Perspectives	118
4	RÉALISATION D'UN SWIFTS GABOR MULTIPLEX TEMPOREL	119
4.1	CONCEPTION DES COMPOSANTS	121
4.1.1	Systèmes précédant les nano-plots	122
4.1.2	Schéma des composants réalisés	125
4.2	RÉALISATION	125

4.2.1	Réalisation des guides : l'échange d'ions	125
4.2.2	Réalisation des plots : technique de lithographie E-beam . . .	128
4.2.3	Réalisation des électrodes : photolithographie	129
4.3	L'INTERACTION PLOT - PIXEL : LE PHÉNOMÈNE DE DIAPHOTIE . . .	130
4.4	ANALYSE DES PERFORMANCES	133
4.4.1	Étude du rapport signal à bruit	133
4.4.2	Études de cas	136
4.5	BANC DE CARACTÉRISATION	137
4.5.1	Système d'injection et de visualisation	139
4.5.2	Variateur d'OPD	142
	CONCLUSION	145
5	RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	147
5.1	PRÉSENTATION DES COMPOSANTS UTILISÉS POUR LES MESURES . .	149
5.2	ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EFFICACITÉ	150
5.3	MISE EN ÉVIDENCE DU PHÉNOMÈNE DE RÉFLEXIONS DE BRAGG . .	151
5.4	CALIBRATION MULTI LONGUEUR D'ONDE	153
5.4.1	Présentation théorique de la calibration d'un SWIFTS	153
5.4.2	Mesures effectuées	158
5.4.3	Reconstruction d'un interférogramme monochromatique . .	159
5.5	RECONSTRUCTION D'UN INTERFÉROGRAMME POLYCHROMATIQUE SIMPLE	160
5.6	CONCLUSION DU CHAPITRE	168
	CONCLUSION	168
	CONCLUSION GÉNÉRALE	169
A	NOUVEAU CHAPITRE DE THÈSE DE L'ASSOCIATION BERNARD GREGORY	171
A.1	CADRE GÉNÉRAL ET ENJEUX DE MA THÈSE	173
A.1.1	Présentation succincte du projet de ma thèse	173
A.1.2	Présentation du contexte de ma thèse	176
A.1.3	Présentation de mon insertion personnelle dans ce contexte .	180
A.2	DÉROULEMENT, GESTION ET COÛT ESTIMÉ DE MA THÈSE	182
A.2.1	Préparation et cadrage du projet	182
A.2.2	Conduite du projet	183
A.3	COMPÉTENCES, SAVOIR-FAIRE, QUALITÉS PROFESSIONNELLES ET PERSONNELLES	187
A.4	RÉSULTATS ET IMPACT DE MA THÈSE	190
A.5	PISTES PROFESSIONNELLES	191
	CONCLUSION DU NOUVEAU CHAPITRE DE THÈSE	192
B	LA TRANSFORMÉE DE FOURIER COMPLEXE	195
B.1	PROPRIÉTÉS DE BASE	195
B.2	TRANSFORMÉES DE FOURIER USUELLES	197
C	CALCULS DANS LE CAS LIPPMANN	199
C.1	EXPRESSION DE LA FIGURE D'INTERFÉRENCES	199
C.2	CARACTÉRISTIQUES IDÉALES	199

D CONSERVATION DE L'ÉNERGIE LORS DE LA DIFFUSION D'UNE ONDE	201
E RELATIONS DE PASSAGES ENTRE LES MATRICES S ET T ASSOCIÉES	203
F CALCUL DES MATRICES S ET T TOTALES	205
F.1 CALCUL DE LA MATRICE T TOTALE	205
F.2 CALCUL DE LA MATRICE S TOTALE	207
PUBLICATIONS	209
BIBLIOGRAPHIE	211

LISTE DES FIGURES

2.1	Interférences de deux ondes sinusoïdales quelconques	13
2.2	Interférences à deux ondes à la surface d'une étendue d'eau.	14
2.3	Ondes circulaires	15
2.4	Représentation des polarisations TE et TM.	17
2.5	Principe schématique d'un interféromètre à deux ondes	20
2.6	Schémas de correspondance entre un spectre et son interférogamme	22
2.7	Principe schématique d'un interféromètre de Michelson à faisceaux collimatés et à miroirs parallèles	27
2.8	Effet de l'échantillonnage de l'interférogramme sur le spectre obtenu	35
2.9	Deux cas particuliers de spectres échantillonnés	36
2.10	Effet de l'instabilité de l'OPD sur le spectre expérimental	38
2.11	Effet de la saturation des détecteurs sur le spectre.	39
2.12	Effet du chromatisme de l'OPD	40
2.13	Effet de la troncature de l'interférogramme sur le spectre obtenu	42
2.14	Effet de l'apodisation de l'interférogramme sur le spectre obtenu	44
2.15	Faisceaux lumineux	45
2.16	Effet de l'étendue optique sur le spectre mesuré	46
2.17	Plaque photo de Lippmann de la fin du XIX ^{ème} siècle	49
2.18	Vu au microscope d'une plaque photo de Lippmann tronquée	50
2.19	Onde plane à l'interface de deux milieux diélectriques	51
2.20	Réflexion totale d'une onde à l'interface de deux milieux diélectriques	54
2.21	Schéma d'un guide planaire	57
2.22	Vue schématique des SWIFTS Lippmann et Gabor	58
2.23	Vue schématique d'un SWIFTS Lippmann	60
2.24	Vue schématique d'un SWIFTS Gabor	61
3.1	Schéma de la détection évanescence appliquée à un SWIFTS Gabor	67
3.2	Réponse d'un SWIFTS Gabor idéal	69
3.3	Efficacité des nano-plots diffusifs	71
3.4	Courbe de convergence entre la TF d'un cosinus hyperbolique et un sinus cardinal	73
3.5	Effet du balayage en OPD sur la fonction d'échantillonnage	83
3.6	Effet de la multimodalité du guide sur l'interférogramme mesuré	86

3.7	Réflexion de l'onde sortante sur la jonction Y	89
3.8	Dédoublage de l'interférogramme par effet des réflexions vitreuses	90
3.9	Maillage de la structure d'un SWIFTS	93
3.10	Efficacité des nano-plots (telle que définie à l'équation 3.3) pour différents matériaux en fonction de la longueur d'onde	97
3.11	Pouvoir d'absorption des matériaux	98
3.12	Schéma de la brique de base d'un SWIFTS : un plot diffusif et sa portion de guide d'onde adjacente	101
3.13	Schéma d'un ensemble de briques de base d'un SWIFTS Gabor	103
3.14	Comparaison entre les résultats issus de l'AFMM et du modèle matriciel	107
3.15	Évolution de l'erreur sur les franges données par l'algorithme S et l'AFMM avec la longueur d'onde	108
3.16	Mise en évidence des réflexions de Bragg (entrée d'une onde uniquement par un côté)	108
3.17	Variation de l'énergie diffusée en fonction de la longueur d'onde	109
3.18	Évolution du coefficient λ (valeur propre de la matrice T) avec la longueur d'onde	110
3.19	Évolution des interférogrammes monochromatiques idéaux d'un SWIFTS Gabor à l'approche d'une fréquence de Bragg	111
3.20	Réponse monochromatique d'un SWIFTS Gabor	112
3.21	Influence des réflexions de Bragg sur la résolution spectrale locale et sur l'efficacité	113
3.22	Transmission en bout de guide d'un SWIFTS en fonction de la longueur d'onde pour deux cas particuliers de déphasage	114
3.23	Influence de l'erreur de positionnement des plots sur le phénomène des réflexions de Bragg	116
4.1	Schémas des composants réalisés	121
4.2	Schéma d'une jonction Y.	122
4.3	Masques de réalisation des guides et des électrodes	126
4.4	Vue schématique des différentes étapes de la fabrication d'un guide d'onde par échange d'ions	129
4.5	Diagramme de rayonnement de plots de différents matériaux pour une longueur d'onde de 700 nm.	130
4.6	Phénomène de diaphotie (<i>crosstalk</i> en anglais) entre les nano-plots voisins	130
4.7	Effet de la diaphotie sur le contraste des franges ainsi que sur leur valeur moyenne	132
4.8	Limitation du phénomène de diaphotie grâce au filtrage angulaire effectué par le pixel	132
4.9	Photo du système d'injection dans le composant	139
4.10	Schéma des systèmes de visualisation et d'injection	140
4.11	Photographie du montage de visualisation (<i>cf.</i> figure 4.10	141
4.12	Système de variation d'OPD utilisant un nano-positionneur piézo-électrique	142
4.13	Interférogramme polychromatique parasité par des réflexions	143

4.14	Schéma mécanique global du banc séparateur de flux/variableur d'OPD	144
4.15	Photographie du banc séparateur de flux/variableur d'OPD	144
4.16	Schéma de la mécanique des paraboles hors d'axe de collimation/injection	145
5.1	Premier composant sur substrat de verre	149
5.2	Second composant de test	149
5.3	Exemple d'un composant de la dernière série	150
5.4	Efficacité expérimentale d'un SWIFTS Lippmann	151
5.5	Mise en évidence du phénomène de Bragg par un balayage en OPD	152
5.6	Mise en évidence du phénomène de Bragg par un balayage en longueurs d'onde	153
5.7	Simulation d'un balayage en nombre d'onde pour calibrer la position des plots	154
5.8	Déformation du sinus cardinal due à la dispersion chromatique de l'indice effectif	157
5.9	Algorithme de calibration d'un SWIFTS	157
5.10	Calibration par un balayage en longueur d'onde	158
5.11	Mesure de l'erreur de la position des plots par rapport à la position idéale	159
5.12	Reconstruction du « spectre » d'une source monochromatique accordable en longueur d'onde pour différentes positions	159
A.1	Organigramme du laboratoire	177
A.2	Diagramme du projet SWIFTS	179
A.3	Diagramme de mes trois ans en thèse	184
A.4	Ventilation du coût de ma thèse	186

LISTE DES ACRONYMES

AFMM : *Aperiodic Fourier Modal Method*, méthode de modélisation de composants optique.

APD : *Avalanche Photo Diode*, type de détecteurs dans le domaine infra-rouge.

AWG : *Arrayed Wave Guide*, système optique dispersif en optique intégrée.

BPM : *Beam Propagation Methode*, méthode de modélisation guides d'ondes optique.

CCD : *Coupled Charge Device*, type de détecteurs optiques matriciel.

CMOS : *Complementary Metal Oxyde Semi-conductor*, type de détecteurs optiques matriciel.

DFT : *Discrete Fourier Transform*, transformée de Fourier de fonctions discrètes (échantillonnées).

DUV : *Deep Ultra Violet*, ultra violet profond.

E-beam : *Electronic beam*, technique de réalisation de nano-structures utilisant un microscope à balayage électronique.

FDTD : *Finite Difference Time Domain*, technique de modélisation numérique.

FM : *Frequence Modulation*, gamme d'ondes radio.

FTS : *Fourier Transform Spectrometer*, spectromètre à transformée de Fourier.

FWHM : *Full Width Half Maximum*, largeur à mi-hauteur.

LIBS : *Laser Induced Breakdown Spectroscopy*, technique d'analyse de la composition de matériaux.

NDFT : *Non-equispaced Discrete Fourier Transform*, transformée de Fourier

de fonctions échantillonnées à pas non constants.

NESR : *Noise Equivalent Spectral Radiance*, bruit exprimé en unité de radiance.

ON : Ouverture Numérique.

OP : *Optical Path*, chemin optique.

OPD : *Optical Path Difference*, différence de chemin optique.

PML : *Perfectly Matched Layer*, outil utilisé dans l'AFMM.

RCWA : *Rigorous Coupled Wave Analysis*, méthode de modélisation de composants optique.

SNR : *Signal to Noise Ratio*, rapport signal à bruit.

SSPD : *Supra-conductor Single Photon Detector*, type de détecteurs optique.

SWIFTS : *Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer*, spectromètre intégré à transformée de Fourier.

TE : Transverse Électrique, type de polarisation optique

TM : Transverse Magnétique, type de polarisation optique

TRL : *Technology Readiness Level*, niveau de maturité technologique.

ZPD : *Zero Path Difference*, différence de chemin optique nulle.

AVANT-PROPOS

« Savoir ce que tout le monde sait, c'est ne rien savoir. Le savoir commence là où commence ce que le monde ignore. »

Rémy de Gourmont

Cette citation saurait très bien résumer l'histoire de SWIFTS. En effet, depuis la fin du XIX^{ème} siècle et les travaux de Gabriel Lippmann on sait que l'on peut faire interférer la lumière et même enregistrer un interférogramme. Lippmann lui même a expliqué que la lumière agissait comme si chacune des couleurs était indépendante des autres en ce qui concerne le phénomène d'interférence. Pourtant il a fallu attendre le milieu du XX^{ème} siècle pour que la spectrométrie de Fourier voie le jour réellement. Et il faudra attendre quasiment cinquante ans de plus pour que le procédé de Lippmann soit revisité et utilisé en optique intégrée.

Ainsi, il était connu que l'on peut obtenir le spectre de la lumière grâce à l'interférométrie, de même, il était connu que les plaques de photo de Lippmann sont des interféromètres, et pourtant, personne ne savait que l'on peut utiliser leur principe pour réaliser des spectromètres très compacts et très stables.

Étienne le Coarer et Pierre Benech ont ainsi créé un savoir et inventé une technique nouvelle. Je souhaitais ici leur rendre hommage et j'espère qu'au moins une fois dans ma vie cela m'arrivera, car finalement, cela n'est pas si évident.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

1

SOMMAIRE

1.1	VISION HISTORIQUE DE LA LUMIÈRE	3
1.2	LA SPECTROSCOPIE	5
1.2.1	Pourquoi la spectroscopie ?	6
1.2.2	Les techniques et instruments de mesure	6
1.2.3	La spectroscopie en astrophysique	7
1.2.4	Pourquoi un nouveau spectromètre ?	7
1.3	SWIFTS	8
1.3.1	Présentation de SWIFTS	8
1.3.2	Principe de SWIFTS	8
1.4	BUT DE CETTE THÈSE	9

La lumière est une chose très familière et pourtant il n'est pas simple d'appréhender sa nature. À la fois réalité intangible et impalpable, la lumière a souvent fasciné l'esprit de l'Homme.

Même si l'objet de cette thèse n'est pas la lumière elle-même, il nous a semblé nécessaire de commencer ce manuscrit par une présentation générale de celle-ci.

Dans une première partie de cette introduction générale, nous faisons une rapide présentation historique de la lumière et de sa nature. Puis dans une seconde partie, nous introduisons la spectroscopie et son utilisation en astrophysique. Enfin, nous introduisons SWIFTS (pour *Stationary Integrated Fourier Transform Spectrometer* soit spectromètre intégré à transformée de Fourier).

Les lecteurs avertis ou pressés pourront passer cette introduction que nous avons voulu didactique.

1.1 Vision historique de la lumière

La lumière, de par le fait qu'elle nous permet de voir, occupe une place importante dans la conscience humaine. C'est grâce à elle que nous pouvons apprécier les productions artistiques visuelles ou les beautés de la nature. Ainsi, peu de personnes restent insensibles devant un magnifique coucher de soleil qui, avec ses miryades de nuances de couleurs, embrase le ciel, ou encore devant la luminosité d'une toile impressionniste. Cette lumière qui nous permet sans doute d'obtenir le plus d'information quant au monde qui nous entoure, nous joue souvent des tours. Tel le Capitaine Haddock dans le désert marocain nous sommes souvent trompés par notre vue. Ainsi Rousseau montre avec insistance à Émile qu'il ne doit pas toujours se fier à sa vue ; tel en va du bâton qui semble brisé lorsque à moitié plongé dans de l'eau.

Cette place prépondérante qu'a la lumière dans notre manière de percevoir le monde lui a valu d'être un objet de culte mais aussi de craintes. À peu près toutes les religions, modernes comme anciennes, se sont intéressées à la lumière ; d'ailleurs, elles lui ont souvent laissé une place de choix ; par exemple l'ancien testament commun aux juifs et aux chrétiens stipule :

Dieu dit : Que la lumière soit et la lumière fut. Dieu vit que la lumière était bonne, et Dieu sépara la lumière des ténèbres.

Cette phrase résume aussi une pensée assez commune parmi les être humains : la lumière révèle les choses et notamment la vérité. De cette pensée découlent un certain nombre d'expressions populaires comme par exemple « faire la lumière sur » qui signifie élucider un mystère ; on notera qu'élucider provient du latin *elucidare* : rendre clair, qui provient lui même de *lucidus* : lumineux.

Aujourd'hui tout le monde considère à juste titre que la lumière est quelque chose qui nous arrive du monde extérieur ; cette vision n'a pas toujours été admise. Ainsi certains grecs antiques, qui d'un point de vue scientifique étaient très certainement les premiers penseurs de la lumière, croyaient que la lumière sortait de nos yeux. Ainsi, pour Euclide, la vision résulte du « feu intérieur ». Une vision géométrique lui permit tout de même d'expliquer la perspective. C'est toujours la géométrie des rayons rectilignes qui permit à Héron d'Alexandrie d'étudier les miroirs plans, concaves et convexes.

Il faudra attendre la fin du premier millénaire de l'ère chrétienne pour que Ibn al-Haytham (aussi connu comme Alhazen) exprime l'idée que la lumière est indépendante de l'individu qui la perçoit. Ainsi, il avance l'idée que la lumière existe même si elle n'est pas vue. C'est précisément pour cela que les astronautes sont confrontés au noir profond de l'espace alors que, paradoxalement, celui-ci est empli de lumière. Alhazen avance aussi l'idée que notre cerveau et notre pensée jouent un rôle moteur dans la vision. Petit à petit les connaissances sur la lumière vont s'accumuler, on va approfondir

l'optique géométrique, découvrir que sa propagation se fait à vitesse finie, on va découvrir les lois de la réfraction et nombre d'autres choses entre le XI^{ème} et XVIII^{ème} siècle. Néanmoins de nouveaux problèmes se posent. Ainsi le phénomène d'iridescence étudié par Robert Hooke ou encore le phénomène de diffraction découvert par Grimaldi ne peuvent pas s'expliquer avec l'optique géométrique. Aussi une question restait toujours en suspens : qu'elle est la véritable nature de la lumière ?

Une lente marche vers la dualité onde-corpuscule

Huygens (1629-1695) est le premier à proposer une théorie ondulatoire de la lumière qui permet d'expliquer la réflexion, la réfraction et aussi la diffraction. Pour lui la lumière est une onde, au même titre que les vagues à la surface d'une étendue d'eau, qui est supportée par une substance impalpable qui remplit tout l'espace : « l'éther ». Malgré le fait que sa théorie permet de bien rendre compte des phénomènes observés, la théorie de Huygens n'arrive pas à s'imposer.

En effet, la théorie de Newton (1643-1727), basée sur des corpuscules, éclipse pour un temps les théories ondulatoires. Pour Newton la lumière est composée de sept particules de tailles différentes (une pour chaque couleur de l'arc en ciel) qui sont attirées ou répulsées par des forces qui les dévient de leur trajectoire rectiligne. Cette théorie lui permet d'expliquer la réfraction, la réflexion mais aussi la diffraction en introduisant des forces répulsives.

Néanmoins, le phénomène d'interférences que Young (1773-1829) met en évidence ne peut s'expliquer que par une théorie ondulatoire qui peine encore à s'imposer. Il faut attendre que Fresnel (1788-1827) introduise un formalisme mathématique complet pour que la théorie ondulatoire finisse par s'imposer. Finalement, Maxwell (1831-1879) introduit ses relations qui permettent de poser un cadre théorique d'explication de la nature de la lumière ; la lumière est finalement une onde électromagnétique. Néanmoins une question fondamentale persiste : de quoi est constitué l'éther, et quelles sont ses propriétés ? Michelson (1852-1931) montrera, contre son intuition, que l'éther n'existe pas. Pour cela il montre que la lumière a une vitesse finie qui est invariante, et ce, quelle que soit la direction dans laquelle on observe. C'est à cette fin qu'il invente l'interféromètre qui porte son nom et qui est couramment utilisé en spectroscopie de nos jours. Cette découverte, qui n'a qu'une centaine d'années, jette une nouvelle fois le doute sur la nature de la lumière.

Au début du XX^{ème} siècle, Planck (1858-1947) étudie le rayonnement de corps noir¹. Pour résoudre ce problème, il doit introduire une quantification de l'énergie : l'énergie transportée par une onde ne peut prendre que cer-

1. Un corps noir est un objet qui absorbe toute la lumière qui arrive sur lui, et qui ré-émet en retour de la lumière dont la composition ne dépend que de sa température.

taines valeurs discrètes proportionnelles à la longueur d'onde. Pour lui, la lumière reste une onde, c'est finalement Einstein (1879-1955) qui ré-introduit une vision corpusculaire pour expliquer l'effet photo-électrique².

Finalement, Einstein introduit le principe de la dualité onde corpuscule : la nature ondulatoire et la nature corpusculaire ne sont pas exclusives l'une de l'autre, au contraire elles se complètent. Ainsi, la lumière n'est pas une onde ou une particule, elle est les deux à la fois ; la mécanique quantique stipulant même que la lumière se comporte comme une onde et une particule en même temps. Cette propriété a été prouvée de manière expérimentale. En effet, des photons uniques traversant des fentes de Young continuent à interférer !

1.2 La spectroscopie

La spectroscopie peut se définir comme la science qui étudie les spectres. Si l'on ne sait pas ce qu'est un spectre, on ne tire pas beaucoup d'information de cette définition. Le spectre est en fait la courbe retraçant la proportion des différentes couleurs d'une lumière.

Pour expliciter la notion de spectre, nous allons tout d'abord rappeler le principe de décomposition des couleurs. Toutes les couleurs visibles présentes dans la nature peuvent être naturellement décomposées par l'oeil humain en trois couleurs primaires : bleu, vert et rouge (la photo couleur classique et la télévision utilisent ce principe). Il s'agit en fait d'un spectre à trois canaux (un par couleur). Néanmoins notre cerveau, par un traitement de ces informations, reconstitue artificiellement un grand nombre de couleurs. Maintenant prenons le cas d'un arc en ciel. Lorsque nous observons celui-ci nous voyons sept couleurs : rouge, orange, jaune, vert, bleu, indigo et violet, qui proviennent en fait de la lumière blanche du soleil. Il s'agit d'un spectre à sept canaux de la lumière solaire. On peut étendre dans le spectre visible cette notion en multipliant le nombre de couleurs potentiellement jusqu'à l'infini. Dans les faits on va de quelques dizaines de couleurs (spectre basse résolution) à quelques centaines de milliers de couleurs (spectre très haute résolution).

De plus on peut étendre cette notion à toutes les ondes électromagnétiques dont la lumière visible fait partie (cela va des ondes radio de type FM jusqu'à des rayonnements de très hautes énergies qui sont capables de créer de la matière en passant par l'infrarouge et les rayons X).

2. L'effet photo-électrique est le fait que des électrons soient éjectés d'un métal lorsque celui-ci est illuminé. Ce qui est étrange dans ce phénomène, et pousse Einstein à adopter un modèle corpusculaire, est le fait que l'énergie des électrons est uniquement liée à la longueur d'onde de la lumière et non à son intensité.

1.2.1 Pourquoi la spectroscopie ?

En 1859, les physiciens Kirchhoff (1824-1887) et chimiste Bunsen (1811-1899) ont découvert que chaque élément chimique dispose d'une signature spectrale unique. Suite à cela, la spectrométrie s'est imposée comme un outil d'analyse majeur. En effet, grâce à la spectroscopie, on peut notamment étudier finement les propriétés chimiques des matériaux. Mais aussi, en utilisant l'effet Doppler³, on peut obtenir des informations sur la vitesse de ce matériau par rapport à nous.

1.2.2 Les techniques et instruments de mesure

Pour mesurer un spectre il existe quatre façons :

- une méthode dite dispersive (comme un arc en ciel) ;
- une méthode dite de filtrage ;
- une méthode dite de mesure directe ;
- une méthode dite à transformée de Fourier.

Les trois premières méthodes sont assez naturelles et faciles à comprendre.

Ainsi, dans le cas de la première méthode on disperse chacune des couleurs de la lumière dans différentes directions (par exemple dans le cas d'un arc-en-ciel le rouge est dévié vers la gauche et le violet vers la droite) à l'aide d'un matériau (par exemple de l'eau dans le cas d'un arc en ciel). Avec un tel type de spectromètre on n'a qu'à mesurer l'intensité de chacune des couleurs.

La deuxième méthode consiste à utiliser des filtres qui ne laissent passer qu'une partie de la lumière en fonction de sa couleur. On peut citer en exemple les appareils photographiques couleurs (spectromètres imageurs à trois canaux) ou encore les filtres de Fabry-Perot.

La troisième méthode consiste elle à employer des détecteurs qui mesurent directement l'énergie (et donc la longueur d'onde) des photons ; cette méthode étant surtout utilisée pour les photons de haute énergie.

La quatrième méthode est beaucoup moins intuitive. Cette méthode est basée sur une technique mathématique que l'on appelle Transformée de Fourier (TF), du nom du célèbre mathématicien français Joseph Fourier (1768-1830). Cette technique permet de relier le spectre à une autre grandeur physique observable : l'interférogramme de la lumière.

3. Effet qui consiste à entendre une fréquence sonore d'autant plus grave si l'objet émettant ce son s'éloigne vite et d'autant plus aiguë si cet objet se rapproche vite. Cet effet peut aussi s'observer pour la lumière. Dans ce cas, celle-ci est plus rouge si l'objet s'éloigne et plus bleue s'il se rapproche.

Un interférogamme est ce que l'on peut mesurer lorsque l'on fait interférer de la lumière. Pour comprendre le phénomène d'interférences prenons par exemple deux diapasons. On peut faire interférer le son de ces deux diapasons. Dans ce cas on peut entendre un phénomène de « battement », c'est-à-dire que l'on entend un son dont le volume varie de manière périodique dans le temps. Il s'agit en fait d'un phénomène d'interférence entre deux ondes très proches en fréquence mais pas tout à fait identiques. La période du battement nous fournit une information sur la différence de fréquence entre les sons émis par les deux diapasons. Dans le cas des vagues à la surface d'une mer, il existe aussi des phénomènes d'interférences. L'un des plus impressionnants étant le phénomène des vagues scélérates. Sous certaines conditions, de petites vagues (quelques mètres de creux) peuvent créer ensemble une vague unique beaucoup plus grande (de plusieurs dizaines de mètres de haut).

1.2.3 La spectroscopie en astrophysique

En astrophysique, étant donné que les objets étudiés ne sont pas reproductibles en laboratoire, nous sommes condamnés à ne pouvoir observer que les rayonnements émis par les objets célestes (rayonnements de haute énergie, lumière visible et invisible, ondes radio et peut être un jour des ondes gravitationnelles). Or les informations d'une photographie sont en fait relativement limitées. Ainsi, on utilise beaucoup plus les informations spectrales.

C'est notamment l'italien Secchi (1818-1878) qui a introduit la spectroscopie en astrophysique au cours du XIX^{ème} siècle. Ainsi la plus grande partie des informations dont nous disposons sur les objets astrophysiques proviennent de l'analyse spectrale ; la découverte des premières planètes extra-solaires est même due à celle-ci. Grâce au spectre on peut donc obtenir beaucoup d'informations sur l'objet observé, avec entre autres :

- sa distance par rapport à nous ;
- sa vitesse ;
- sa composition ;
- son âge.

1.2.4 Pourquoi un nouveau spectromètre ?

La spectrométrie, science qui a maintenant un peu moins de 200 ans, possède nombre d'outils très divers à sa disposition. Néanmoins, comme dans beaucoup de domaines, cette science demande des outils à la fois de plus en plus compacts et de plus en plus précis ; plus compacts pour pouvoir emporter cette technique d'analyse n'importe où, y compris sur un satellite ou un rover extra-terrestre par exemple ; plus précis pour étudier plus précisément des effets physiques, et plus stables pour pouvoir améliorer nos

mesures, par exemple en ce qui concerne la mesure de vitesses radiales⁴. C'est pourquoi au cours des dernières décennies de nombreux développements ont été effectués dans le domaine des techniques de spectroscopie, tant dans le domaine de la spectrométrie dispersive [1, 2, 3, 4, 5] que dans le domaine de la spectrométrie de Fourier [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]⁵.

La recherche menée durant cette thèse s'inscrit justement dans cette continuité. Le but que nous nous sommes proposé était d'utiliser de nouvelles techniques et de nouveaux développements technologiques pour fournir à la communauté un spectromètre plus compact, plus stable et plus précis.

1.3 SWIFTS

1.3.1 Présentation de SWIFTS

SWIFTS (Stationary-Wave Integrated Fourier Transform Spectrograph) est un nouveau concept de spectromètres.

Ce nouveau spectromètre est conçu en optique intégrée. L'optique intégrée est en fait l'analogie d'un réseau de distribution d'eau pour la lumière, en beaucoup plus petit bien sûr. Ainsi, dans un matériau optique (par exemple du verre), on crée des sortes de « tuyaux à lumière » qui permettent de la transporter comme on veut, c'est-à-dire que l'on peut la faire tourner, la diviser, la regrouper, ... comme on fait avec de l'eau. Tout cela se fait avec des « tuyaux », que l'on appelle guides d'onde, plus petits qu'un cheveu.

L'innovation de SWIFTS est de coupler l'optique intégrée à des nano-détecteurs qui permettent de mesurer l'intensité de la lumière à l'intérieur du guide d'onde. Ces nano-détecteurs sont placés contre un guide d'onde et permettent de construire des spectromètres complètement statiques. Cela permet à la fois de fabriquer un spectromètre plus petit et plus précis. De plus un spectromètre intégrant le détecteur au plus près du composant optique permet une grande stabilité des mesures. Ainsi, par exemple, les SWIFTS pourraient être tout particulièrement appropriés à la détection de planètes extrasolaires.

1.3.2 Principe de SWIFTS

Comme son nom l'indique, SWIFTS est un spectromètre à transformée de Fourier. Dans le cas de SWIFTS on utilise un miroir (réel ou virtuel) pour obtenir les interférences. La lumière qui se réfléchit sur un miroir interfère avec elle-même. Ce phénomène est connu depuis très longtemps. Gabriel

4. Technique de détection d'exoplanètes.

5. Pour plus de précisions, se référer aux états de l'art présentés dans les thèses de Martin [13] et de Custillon [14]

Lippmann a su en tirer profit pour fabriquer l'un des procédés de photographie en couleur des plus fidèles qui soit. Jusqu'à maintenant ce procédé était resté cantonné à la photographie sans être repris dans le monde de l'instrumentation. Le projet SWIFTS applique pour la première fois ce concept à une nouvelle génération de détecteurs permettant de faire de la spectrométrie.

1.4 But de cette thèse

Le but que nous nous proposons dans cette thèse est d'étudier théoriquement ce type nouveau de spectromètre qu'est SWIFTS et de confronter cette étude théorique à l'expérimentation. Ce travail avait donc un double objectif :

- fabriquer un démonstrateur fonctionnel ;
- étudier son champ d'application en instrumentation pour l'astrophysique, notamment en faisant ressortir les avantages et inconvénients de ce type de spectromètre en comparaison des autres techniques existantes.

Pour cela nous nous appuyons sur une modélisation complète de ce type de spectromètre.

INTRODUCTION À SWIFTS

2

SOMMAIRE

2.1	INTRODUCTION AU PHÉNOMÈNE D'INTERFÉRENCES	13
2.1.1	Définition du phénomène d'interférences	13
2.1.2	Cas d'ondes à la surface d'une étendue d'eau	13
2.1.3	Cas particulier des ondes stationnaires	16
2.1.4	Généralisation aux ondes lumineuses : l'effet de la polarisation	16
2.2	LA SPECTROMÉTRIE PAR MESURE DE COHÉRENCE TEMPORELLE . .	18
2.2.1	Principe d'un spectromètre à transformée de Fourier	19
2.2.2	Conditions d'observabilité des interférences de deux ondes et cohérence optique	23
2.2.3	L'interféromètre à division d'amplitude	26
2.2.4	Densité spectrale de puissance et théorème de Wiener- Kintchine	29
2.2.5	De l'interférogramme au spectre : la fonction d'appareil . . .	32
2.3	LE PRINCIPE DE LA DÉTECTION TOUT AU LONG DU TRAJET OPTIQUE	48
2.3.1	Le principe des plaques photos de Lippmann	48
2.3.2	Le principe de la détection évanescente	51
2.4	LES DEUX TYPES DE SWIFTS : LES MODES LIPPMANN ET GABOR .	58
2.4.1	Principe de base de SWIFTS	58
2.4.2	SWIFTS Lippmann - multiplex spatial	60
2.4.3	SWIFTS Gabor - multiplex temporel	60
	CONCLUSION	61

Le but de ce chapitre est de donner une vision générale de la spectrométrie par mesure de cohérence temporelle et d'introduire le concept de SWIFTS. Dans un premier temps, nous commençons par faire un rappel du phénomène d'interférences et de son utilisation dans la spectrométrie par mesure de cohérence. Nous abordons donc aussi le concept de cohérence optique et de spectre. Ensuite nous introduisons le principe précurseur de SWIFTS : la détection le long du chemin optique.

Pour cela nous faisons un rappel historique des plaques de photographie couleur de Lippmann. Enfin, nous introduisons le concept de SWIFTS et les deux types de SWIFTS : le type Lippmann et le type Gabor des noms de deux prix Nobel.

2.1 Introduction au phénomène d'interférences

Comme nous l'avons vu dans l'introduction (voir 1.1), la lumière possède à la fois une nature ondulatoire et une nature corpusculaire : c'est la dualité onde corpuscule. La nature ondulatoire de la lumière permet d'expliquer le phénomène d'interférences. En effet, c'est cette nature ondulatoire qui confère à la lumière la possibilité d'interférer comme le font les vibrations sonores ou les ondes à la surface d'une étendue d'eau.

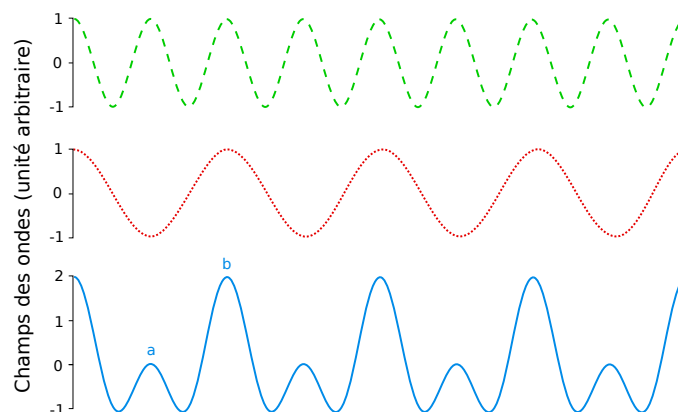


FIGURE 2.1 – Interférences de deux ondes sinusoïdales quelconques

Au point a les champs des ondes s'annulent alors qu'au point b les ondes se renforcent.

2.1.1 Définition du phénomène d'interférences

Toutes les ondes, quelles que soient leur nature ou leurs propriétés peuvent interférer. En effet, le phénomène d'interférences n'est autre que la possibilité pour deux ondes de même nature de se superposer en s'additionnant ou en se soustrayant suivant que la valeur de leur champ est de même signe ou de signe opposé. Sur la figure 2.1 on peut voir la superposition de deux ondes de formes différentes, à certains endroits les ondes s'annulent et à d'autres elles se superposent.

2.1.2 Cas d'ondes à la surface d'une étendue d'eau

Afin d'introduire le phénomène d'interférences lumineuses, nous allons tout d'abord présenter ce phénomène dans le cas de deux ondes à la surface d'une étendue d'eau ; il présente les mêmes propriétés que le phénomène d'interférences lumineuses lorsque observées en temps réel. En effet, les variations du champ d'ondes à la surface d'une étendue d'eau, qui sont facilement observables (par exemple : ronds autour d'un caillou jeté dans un lac), correspondent par analogie aux variations du champ électrique d'une onde lumineuse. Néanmoins, alors que dans le cas d'ondes à la surface d'une étendue d'eau on peut effectivement voir les vibrations, dans le cas



FIGURE 2.2 – Interférences à deux ondes à la surface d'une étendue d'eau.

de la lumière on ne peut qu'observer la puissance moyenne des vibrations (la fréquence des ondes lumineuses est beaucoup trop élevée pour les détecteurs actuels). Expérimentalement on utilise couramment une cuve remplie d'eau dont la surface est mise en vibration à l'aide de deux actionneurs plongeant périodiquement dans l'eau ; ces deux actionneurs créent deux ondes circulaires qui se propagent à la surface de l'eau (vaguelettes circulaires). La superposition de ces deux ondes conduit à un système de franges d'interférences. Nous vous proposons sur la figure 2.2¹ un système original d'obtention de deux ondes à la surface d'une étendue d'eau. Néanmoins, nous voulons rassurer dès à présent les défenseurs de la cause animale : l'auteur de la photo signale avoir sauvé l'abeille. Sur cette photo on peut voir les deux ondes créées par chacune des deux ailes de l'abeille et à l'arrière de celle-ci on peut distinguer un système de franges d'interférences. Dans le cas de cette « expérience », les ondes obtenues ne sont pas parfaitement circulaires de par le fait que les ailes d'une abeille ne sont ni ponctuelles ni à symétrie circulaire. Ainsi le système de franges d'interférences obtenues est concentré sur l'arrière de l'abeille.

Les ondes circulaires peuvent en première approximation être facilement modélisées en un point P situé à une distance r_1 de S_1 et r_2 de S_2 (S_1 et S_2 sont les deux points sources des deux ondes circulaires). Les équations de ces ondes circulaires sont :

$$u_1(r_1, t) = \frac{A_1 * e^{j(\omega t - kr_1 + \phi_1)}}{\sqrt{r_1}}$$

et

$$u_2(r_2, t) = \frac{A_2 * e^{j(\omega t - kr_2 + \phi_2)}}{\sqrt{r_2}} \quad (2.1)$$

où $j^2 = -1$, $u_1(r_1, t)$ et $u_2(r_2, t)$ sont les fonctions des amplitudes complexes des champs des ondes issues des points S_1 et S_2 , A_1 et A_2 les amplitudes initiales des ondes, ϕ_1 et ϕ_2 les phases initiales des ondes, $\omega = 2\pi/T$ la

1. Crédits photo : Tous droits réservés Mr_7

pulsation temporelle des ondes (T étant la période temporelle des ondes) et $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde (λ étant la longueur d'onde). Ainsi une onde est complètement définie par son amplitude et sa phase en fonction de t et de r_i (la longueur d'onde étant déduite de la variation temporelle de sa phase). En fait ce que nous observons n'est que la partie réelle de u_1 et u_2 soit $\text{Re}[u_i(r_i, t)] = A_i \cos(\omega t - kr_i + \phi_i)$.

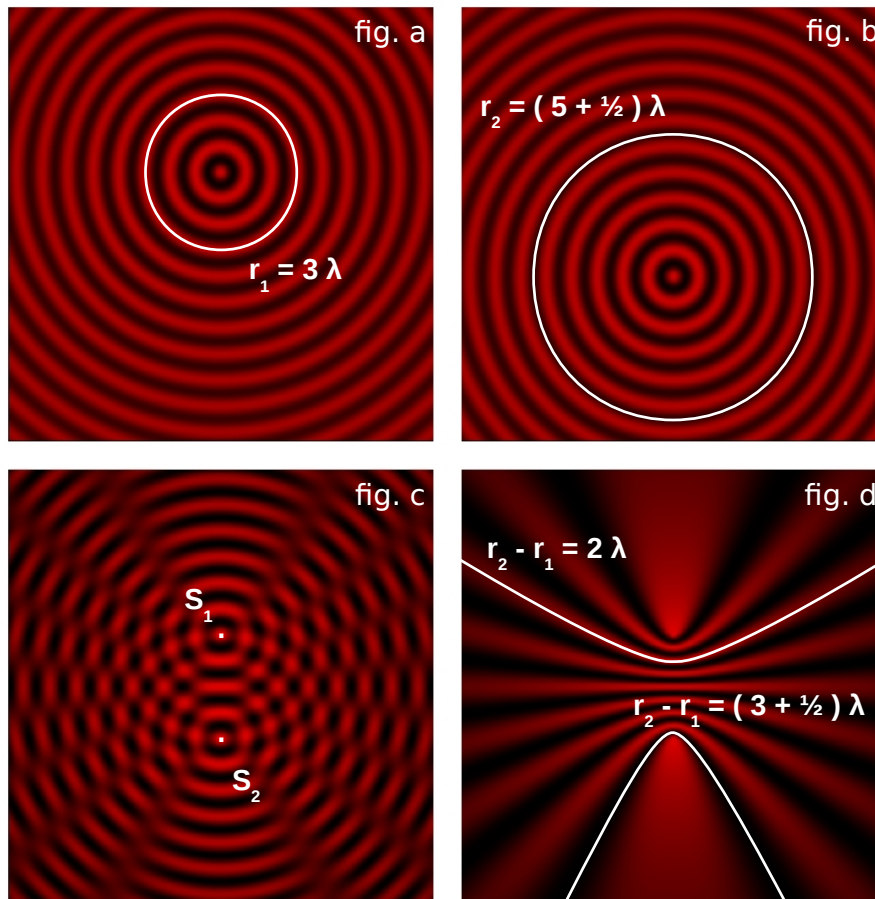


FIGURE 2.3 – Ondes circulaires

- fig. a et b : images instantanées de deux ondes circulaires de longueur d'onde, d'amplitude et de phase initiale égales ;
- fig. c : image instantanée des interférences de deux ondes circulaires ;
- fig. d : norme au carré des interférences (puissance).

Nous pouvons remarquer que le cas $r_1 - r_2 = C^{ste}$ correspond à des hyperboles de foyer S_1 et S_2 . Dans le cas où $\phi_1 = \phi_2 = 0$ deux cas particuliers sont intéressants à relever :

- $r_1 - r_2 = p\lambda$
- $r_1 - r_2 = (p + 1/2)\lambda$

où p est un nombre entier quelconque. Dans le premier cas les deux vibrations issues de S_1 et S_2 sont dites *en phase*, en les additionnant on obtient un maximum d'amplitude de vibration ; on parle alors d'interférences constructives car la puissance résultante est supérieure à la somme de la puissance des deux ondes. Dans le second cas, les deux vibrations sont dites *en opposition de phase*, en les additionnant on obtient une amplitude nulle à tout instant ; on parle alors d'interférences destructives car la puissance résultante est inférieure à la somme de la puissance des deux ondes. Sur la figure 2.3 on peut voir en bas à gauche la simulation en instantané (partie réelle) de deux ondes circulaires qui interfèrent. Sur la figure en bas à droite on peut voir la simulation de la norme au carré des interférences de ces deux ondes : on peut facilement observer les hyperboles $r_1 - r_2 = C^{ste}$.

2.1.3 Cas particulier des ondes stationnaires

Les ondes stationnaires sont un cas particulier d'interférences. Les ondes stationnaires peuvent être obtenues à l'aide de deux ondes planes contra-propagatives identiques (c'est-à-dire se propageant en sens opposé et ayant la même décomposition harmonique, *i.e.* ayant les mêmes amplitudes et valeurs de k et ω) et ayant une relation de phase indépendante du temps (ondes cohérentes *cf.* § 2.2.2.4). Ces ondes stationnaires peuvent être obtenues par résonance (corde de guitare) ou à l'aide d'ondes libres (tuyau sonore). Les ondes stationnaires lumineuses ont été mises en évidence pour la première fois à la fin du 19^{ème} siècle par Otto Wiener [15] (expliqué en français par R. Salvador Bloch [16]). En optique, les lasers et les cavités de Fabry-Perot sont sans doute les systèmes les plus connus qui utilisent des ondes stationnaires.

Nous verrons plus tard que SWIFTS utilise un phénomène d'ondes stationnaires obtenues à l'aide d'ondes libres.

2.1.4 Généralisation aux ondes lumineuses : l'effet de la polarisation

2.1.4.1 La polarisation des ondes lumineuses

Dans le cas d'ondes lumineuses, le phénomène d'interférences peut à peu près se modéliser de la même manière que pour les ondes à la surface d'une étendue d'eau (*ie.* il s'agit d'une onde sinusoïdale [17]). Néanmoins il est nécessaire d'introduire une notion supplémentaire : la notion de polarisation de la lumière. Comme cela est montré dans le « *Manuel d'optique* » de G. Chartier [17] une onde lumineuse est une vibration de nature vectorielle transversale. C'est-à-dire que l'onde lumineuse peut être apparentée à des vecteurs qui vibrent de manière perpendiculaire au vecteur de propagation de la lumière ; ce dernier vecteur est nommé vecteur d'onde et est noté \vec{k} . La direction de la vibration peut être quelconque dans le plan d'onde (nom du plan qui est perpendiculaire au vecteur \vec{k} et sur lequel une onde plane possède la même phase). En fait, une onde lumineuse est caractérisée par

deux vecteurs orthogonaux contenus dans le plan d'onde :

- le vecteur champ électrique \vec{E} ;
- le vecteur champ magnétique \vec{H} .

En optique, on a l'habitude de ne représenter la vibration électromagnétique que par le champ électrique, c'est pourquoi dans la suite de cette thèse on ne fera que très rarement appel au champ magnétique.

En optique, on décompose couramment le champ électrique d'une onde lumineuse en deux composantes orthogonales entre elles :

- la composante TE (pour transverse électrique) ;
- la composante TM (pour transverse magnétique).

Ces notations se définissent par rapport à un dioptre (surface séparant deux milieux transparents d'indices de réfraction différents). En effet, le mode TE est dit transverse électrique car, par convention, il s'agit de la composante de \vec{E} qui est parallèle au dioptre, alors que le mode TM est dit transverse magnétique car, par convention, il s'agit de la composante de \vec{E} pour laquelle c'est le champ magnétique qui est parallèle au dioptre (cf. figure 2.4). Ainsi une onde lumineuse est caractérisée par le vecteur \vec{E} suivant :

$$\vec{E}(x,t) = \overrightarrow{A^{TM}} e^{j(\omega t - k_{TM}x + \Phi^{TM})} + \overrightarrow{A^{TE}} e^{j(\omega t - k_{TE}x + \Phi^{TE})} \quad (2.2)$$

où $\omega = 2\pi\sigma c$ (avec σ le nombre d'onde et c la vitesse de la lumière dans le vide) et $k_{TM} = \omega n_{TM}/c$ et $k_{TE} = \omega n_{TE}/c$. n_{TM} et n_{TE} sont respectivement les indices de réfraction du milieu pour une polarisation TM et TE. Dans le cas où ces deux indices sont différents on est en présence d'un milieu dit biréfringent. Dans un tel milieu, les deux polarisations ne se déplacent pas à la même vitesse et ne sont pas réfractées dans la même direction. Enfin, il faut rappeler que même si nous utilisons une notation complexe pour E seule sa partie réelle a une véritable signification physique.

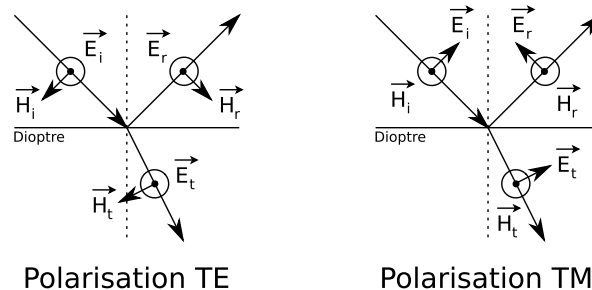


FIGURE 2.4 – Représentation des polarisations TE et TM.

2.1.4.2 Interférences lumineuses

Comme nous l'avons déjà signalé, eu égard à l'ordre de grandeur des fréquences lumineuses, il est impossible de mesurer le champ électrique instantané d'une onde lumineuse dans le visible ou le proche infra-rouge avec les techniques de mesures actuelles. La seule information accessible est la mesure d'une énergie, c'est-à-dire l'intégrale temporelle de la puissance lumineuse ; ainsi la puissance mesurée est la puissance moyenne sur le temps de détection. Donc, dans le cas d'un milieu diélectrique transparent et pour une onde unique, au lieu d'observer $Re[E(x, t)] = A \cos(\omega t - kx)$ on observe $P_{instantanée}(x, t) = |E(x, t) \wedge H(x, t)| = n|E(x, t)|^2 = nI(x, t) = nA^2$, où n est l'indice de réfraction du milieu et $I(x, t)$ est l'intensité lumineuse qui est égale à la norme au carré du champ électrique. Par la suite, nous ne tiendrons généralement pas compte du facteur multiplicatif entre l'intensité et la puissance hormis dans les cas où cela est nécessaire, par exemple pour les études énergétiques. Dans le cas d'interférences de deux ondes planes monochromatiques et de même longueur d'onde on obtient :

$$\begin{aligned}
 P_{instantanée}(x, t) &= ||\vec{E}_1(x, t) + \vec{E}_2(x, t)||^2 \\
 &= |E_1^{TM}(x, t) + E_2^{TM}(x, t)|^2 + |E_1^{TE}(x, t) + E_2^{TE}(x, t)|^2 \\
 &= A_1^{TM^2} + A_2^{TM^2} + 2 A_1^{TM} A_2^{TM} \cos(kx) \\
 &\quad + A_1^{TE^2} + A_2^{TE^2} + 2 A_1^{TE} A_2^{TE} \cos(kx) \quad (2.3)
 \end{aligned}$$

La première chose que l'on peut remarquer est la disparition de la variable temps. Ainsi les interférences lumineuses obtenues à l'aide de deux ondes identiques apparaissent statiques. La seconde est que les composantes TE et TM n'interfèrent pas entre elles. Ce qui veut dire que si les champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont orthogonaux entre eux ils ne conduisent pas à un phénomène d'interférences. On peut donc étudier les phénomènes d'interférences des deux modes indépendamment l'un de l'autre.

Dans la suite de ce chapitre nous n'étudierons des phénomènes d'interférences qui ne font intervenir que des ondes ayant la même polarisation.

2.2 La spectrométrie par mesure de cohérence temporelle

Dans le sous-chapitre précédent, nous avons introduit le phénomène d'interférences dans le cas simple de deux ondes parfaitement monochromatiques (*i.e.* ondes composées d'une seule longueur d'onde, dont l'amplitude et la phase sont constantes au cours du temps). Dans la réalité des sources aussi « parfaites » n'existent pas. Même les meilleurs lasers sont limités par un certain nombre de facteurs techniques qui induisent des fluctuations incontrôlées. C'est pourquoi une description réaliste de la

lumière est nécessairement statistique.

L'optique statistique permet de donner une description correcte des principales propriétés de la lumière considérée en tant que champ électromagnétique classique. En effet, un grand nombre de propriétés de la lumière, souvent admises sans la moindre justification, reposent sur la nature aléatoire du champ électrique. Ainsi, ces propriétés reposent donc sur sa représentation statistique. Par exemple la notion de cohérence est directement induite par ce caractère aléatoire de la lumière. Mais encore des notions admises mais finalement peu triviales, comme par exemple la possibilité de décomposer une lumière polychromatique en composantes monochromatiques incohérentes entre elles, sont elles aussi induites par ce caractère aléatoire de la lumière. L'optique statistique ayant fait l'objet de nombreux livres, le lecteur intéressé pourra, par exemple, trouver une présentation complète du problème dans « *Principles of Optics* » de M. Born et E. Wolf [18]. Dans nombre de cas, une description incomplète en terme de moyenne de second-ordre est suffisante (*ie.* moyenne temporelle de la norme au carré du champ).

Dans ce sous-chapitre, nous allons introduire les notions nécessaires à la compréhension de la spectrométrie par mesure de cohérence temporelle. En fait, les spectromètres utilisés pour ce type de spectrométrie sont plus souvent connus sous le nom de spectromètres à transformée de Fourier (FTS pour *Fourier Transform Spectrometer*). Un des points importants que nous allons introduire est la possibilité de décomposer n'importe quelle lumière polychromatique en composantes monochromatiques incohérentes entre elles. Ceci nous amènera enfin à présenter les propriétés des FTS « classiques », propriétés que nous introduisons afin de servir de base de comparaison pour SWIFTS même si, comme nous le verrons plus tard, eu égard aux techniques utilisées par SWIFTS, celui-ci n'est pas complètement assimilable à un FTS classique.

Les notions présentées dans ce chapitre introductif ont été largement traitées par des ouvrages et des articles; notamment ceux de Fellgett [19], Connes [20], Born et Wolf [18], Goodman [21] et Bell [22].

2.2.1 Principe d'un spectromètre à transformée de Fourier

Comme son nom l'indique, un spectromètre à transformée de Fourier se base sur l'utilisation d'un outil mathématique nommé transformée de Fourier. Dans la spectrométrie de Fourier, contrairement à la spectrométrie dispersive, ce n'est pas le spectre de la lumière qui est directement mesuré. En effet, ce qui est mesuré est le degré de cohérence temporelle de la lumière (*cf.* § 2.2.2.4). En pratique on peut utiliser un interféromètre à deux ondes pour réaliser cette mesure. Comme on peut voir sur la figure 2.5, dans un interféromètre à deux ondes on divise en deux ondes le flux lumineux d'une source et on fait parcourir deux chemins optiques différents aux deux ondes avant de les faire interférer entre elles (on dit recombinaison). Ainsi les

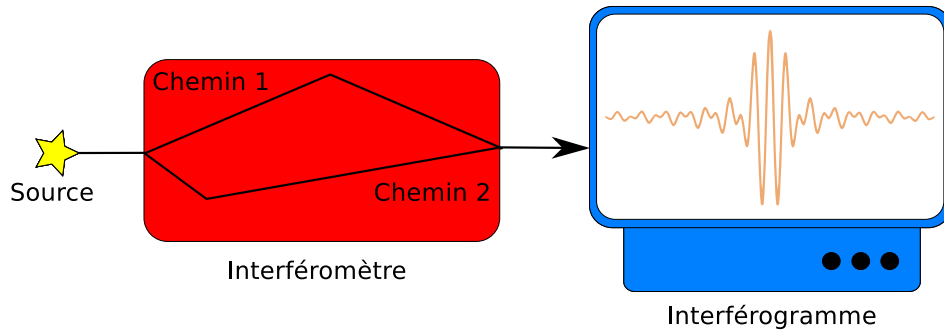


FIGURE 2.5 – Principe schématique d'un interféromètre à deux ondes

deux ondes ont une différence de chemin optique (OPD pour *Optical Path Difference*) $\delta = d_1 - d_2$ où d_1 est la distance parcourue par l'onde empruntant le chemin 1 et d_2 pour l'onde du chemin 2. La figure d'interférences est donc généralement tracée en fonction de δ et non pas de t comme on aurait pu s'y attendre ($t = \delta n/c$ où n est l'indice du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide). Cette figure d'interférences possède l'information spectrale de la lumière issue de la source. Comme nous le montrerons plus tard (voir § 2.2.4), le spectre de cette lumière est en fait relié à la transformée de Fourier de l'interférogramme mesuré à partir du phénomène d'interférences.

Si l'interféromètre utilisé est parfaitement symétrique (*i.e.* la division d'amplitude se fait parfaitement en deux et cette division, ainsi que l'OPD, ne dépend pas de la longueur d'onde), alors sa réponse pour une source parfaitement monochromatique de nombre d'onde σ_o (on utilise ici la définition spectroscopique du nombre d'onde : $\sigma = 1/\lambda$) d'une puissance P_o sera :

$$P_{mesurée}(\delta) = \frac{P_o}{2}(1 \pm \cos(2\pi n\sigma_o\delta)) \quad (2.4)$$

La réponse de l'interféromètre est donc composée d'une partie constante et d'une partie variable de fréquence spatiale identique au nombre d'onde du signal. Le \pm est dû à la différence du nombre de réflexions subies par chacun des faisceaux : si la différence est paire ou nulle (cas d'un Michelson), il s'agit d'un plus ; si la différence est impaire, il s'agit d'un moins ; on prendra dans la suite de ce chapitre le cas où la différence est nulle. Il est aussi à noter que bien que cette équation soit commune à tous les interféromètres à deux voies, cette puissance, qui apparaît statique, ne représente pas forcément une onde stationnaire. Ainsi, dans le cas d'un Michelson il s'agit d'une onde propagative, alors que, comme nous le verrons plus tard, dans le cas de SWIFTS il s'agit d'une onde stationnaire. La présence du facteur $1/2$ vient du fait qu'un interféromètre à division d'amplitude classique possède généralement deux sorties en opposition de phase dont une des deux sorties est confondue avec l'entrée. Ceci limite donc le rendement d'un tel interféromètre à 50 % ; néanmoins il existe aussi des interféromètres à deux sorties qui donnent donc un rendement de 100 %. Nous verrons que, grâce à la détection tout au long du chemin optique, SWIFTS peut avoir un

rendement supérieur à 50 %.

Dans le cas d'une source polychromatique, comme nous le montrerons ultérieurement, si le spectre ne comporte pas des raies trop fines et trop proches les unes des autres (conditions nécessaires pour éviter le phénomène de battement, phénomène qui est défini dans le paragraphe § 2.2.2.1) alors les puissances des interférences correspondant à chaque nombre d'onde se somment indépendamment les unes des autres ; il s'agit d'additions incohérentes. Ainsi dans le cas polychromatique la réponse de l'interféromètre sera :

$$P_{mesurée}(\delta) = \int_{\sigma=0}^{\sigma=+\infty} \frac{B(\sigma)}{2} (1 + \cos(2\pi n\sigma\delta)) d\sigma \quad (2.5)$$

où $B(\sigma) = dP(\sigma)/d\sigma$ est la densité spectrale de puissance (que nous appellerons aussi spectre par la suite). La condition sur la finesse et l'éloignement des raies provient du fait qu'il faut moyenner les phénomènes de battement. Dans les conditions techniques actuelles toutes les sources lumineuses visibles ou situées dans le proche infrarouge répondent à ces conditions.

Définition 2.1 *Ce que nous définissons comme interférogramme n'est pas directement la réponse de l'interféromètre. En fait, il se définit comme la partie variable de la puissance détectée, l'interférogramme s'écrit donc :*

$$\begin{aligned} P_{interférogramme}(\delta) &= P_{mesurée}(\delta) - \int_{\sigma=0}^{\sigma=+\infty} \frac{B(\sigma)}{2} d\sigma \\ &= \int_{\sigma=0}^{\sigma=+\infty} \frac{B(\sigma)}{2} \cos(2\pi n\sigma\delta) d\sigma \end{aligned} \quad (2.6)$$

où $\int_{\sigma=0}^{\sigma=+\infty} B(\sigma) d\sigma = P_0$ est la puissance totale de la source lumineuse.

$P_0/2$ correspond donc aussi à la valeur moyenne de la réponse de l'interféromètre :

$$\int_{\sigma=0}^{\sigma=+\infty} B(\sigma) d\sigma = \lim_{\Delta \rightarrow +\infty} \frac{1}{2\Delta} \int_{-\Delta}^{+\Delta} 2P_{mesurée}(\delta) d\delta = P_0 \quad (2.7)$$

Sur la figure 2.6 on peut voir deux exemples de spectres et de leur interférogramme. Dans un cas nous avons représenté un spectre polychromatique et dans l'autre cas un spectre monochromatique. On peut voir que dans le cas polychromatique l'interférogramme tend vers une valeur moyenne, alors que dans le cas monochromatique on obtient une sinusoïde infinie.

2.2.1.1 Comparaison avec la spectrométrie dispersive

Avantage de Jacquinot

Contrairement aux spectromètres dispersifs, les FTS à symétrie circulaire n'ont théoriquement pas besoin de restreindre l'entrée pour améliorer la résolution, du moins au premier ordre (cf. § 2.2.5.9). Afin de vérifier cette assertion tout d'abord rappelons quelle est l'utilité des fentes d'entrées pour un spectromètre dispersif. Dans ce genre de spectromètres, on sépare les

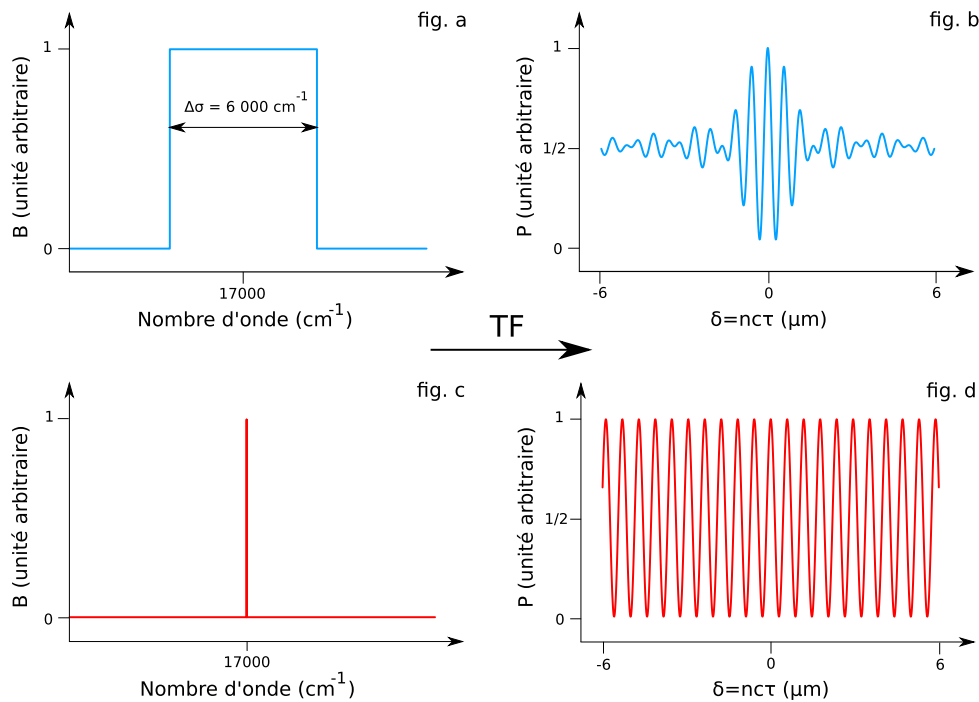


FIGURE 2.6 – Schémas de correspondance entre un spectre et son interférogramme

- fig. a et b : onde à spectre large ;
- fig. c et d : onde monochromatique.

couleurs en les envoyant dans des directions différentes. Ainsi, on observe en sortie les images quasi-monochromatiques de l'entrée à différentes positions en fonction de leur longueur d'onde moyenne. La résolution est donc directement limitée par la taille des images et donc par la taille de l'entrée. C'est pourquoi pour augmenter la résolution on est obligé de diminuer de plus en plus la taille de l'entrée. Dans le cas d'un FTS, afin d'augmenter la résolution il « suffit » d'échantillonner l'interférogramme sur une plus grande longueur ; dans une certaine mesure (cf. § 2.2.5.9), la taille de l'entrée peut donc rester importante. C'est ce qui est appelé communément l'avantage de Jacquinot [23].

Avantage de Fellgett

En spectrométrie de Fourier, en raison du multiplexage (observation de toutes les longueurs d'onde en même temps), toute la lumière entrante est détectée à chaque mesure d'un point de l'interférogramme, alors que dans le cas de la spectrométrie dispersive chaque détecteur n'observe qu'une portion étroite du spectre. Ainsi, dans le cas où l'on ne dispose pas d'un détecteur ayant suffisamment de pixels, le rapport signal à bruit de l'interférogramme mesuré est bien meilleur que dans le cas d'une mesure directe du spectre dispersé. Néanmoins lors du calcul du spectre par transformée de Fourier, si le bruit est décorrélé d'un point de l'interférogramme à l'autre, il affectera

uniformément toutes les parties du spectre. Ainsi, on peut considérer que quand le bruit de détecteur est dominant, la spectrométrie de Fourier est avantageuse, par contre lorsque le bruit dominant est le bruit de Poisson (bruit lié à la quantité de lumière) la spectrométrie de Fourier peut être désavantageuse. C'est ce qui est appelé communément l'avantage de Fellgett [19].

Avantage de Connes

Dans le cas d'un spectromètre à transformée de Fourier, la résolution spectrale et la fonction d'appareil ne dépendent pas du nombre d'onde (cf. § 2.2.5.7), et ce, même si le domaine spectral étudié est étendu. De plus, la fonction d'appareil des FTS est connue avec précision depuis les débuts de l'utilisation de la méthode (Connes [20]). Ces propriétés permettent la détermination de la position de raies dans un spectre avec une précision bien meilleure que la résolution maximale (largeur de la fonction d'appareil). La précision des FTS quant à l'échelle des nombres d'ondes et de la fonction d'appareil est connue sous le nom d'avantage de Connes.

2.2.2 Conditions d'observabilité des interférences de deux ondes et cohérence optique

Le problème de la cohérence est fondamental pour l'étude des interférences. Cette notion est relativement complexe, ainsi son étude complète repose sur une analyse des propriétés statistiques de la lumière. Il n'est bien évidemment pas question de faire cette analyse dans ce chapitre introductif, néanmoins nous allons introduire les principales notions qui sont nécessaires à la compréhension de la spectrométrie par mesure de cohérence.

Afin d'énoncer les conditions d'observabilité des interférences de deux ondes, nous allons étudier brièvement deux cas particuliers d'interférences :

- le cas de deux ondes monochromatiques de longueurs d'onde différentes ;
- le cas de deux ondes à saut de phase.

2.2.2.1 Interférences de deux ondes monochromatiques de longueurs d'onde différentes

Dans le cadre de cette présentation, et ce afin de simplifier les calculs, nous allons étudier le phénomène d'interférences à l'aide d'ondes planes contrapropagatives. Nous allons donc calculer la figure d'interférences de deux ondes E_1 et E_2 de longueurs d'onde différentes.

$$\begin{aligned} E_1(x, t) &= A_1 e^{j(\omega_1 t - k_1 x)} \\ E_2(x, t) &= A_2 e^{j(\omega_2 t + k_2 x)} \end{aligned} \quad (2.8)$$

où $k_1 = 2\pi n\sigma_1$, $\omega_1 = 2\pi c\sigma_1$ (avec $\sigma_1 = \sigma_0 + d\sigma/2$) et $k_2 = 2\pi n\sigma_2$, $\omega_2 = 2\pi c\sigma_2$ (avec $\sigma_2 = \sigma_0 - d\sigma/2$) et avec c la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice optique du milieu. Nous obtenons :

$$P_{\text{instantanée}}(x, t) = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(2\pi(2 \sigma_0 n x - d\sigma c t)) \quad (2.9)$$

Ainsi on peut voir que, contrairement au cas de deux ondes de longueurs d'onde identiques (cf. équation 2.3), dans le cas de deux ondes de longueurs d'onde différentes le temps reste présent dans l'équation de la figure d'interférences. En fait la grandeur mesurée est $P_{\text{mesurée}}(x, t) = 1/\Delta t \int_{t_0 - \Delta t/2}^{t_0 + \Delta t/2} P_{\text{instantanée}}(x, t) dt$ (cf. § 2.1.4). Ce qui nous donne :

$$P_{\text{mesurée}}(x, t) = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(2\pi(2 \sigma_0 n x - d\sigma c t_0)) \text{sinc}(2\pi d\sigma c \Delta t) \quad (2.10)$$

où $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ est la fonction sinus cardinal. Le $\cos(2\pi(2 \sigma_0 n x - d\sigma c t_0))$ correspond à un phénomène de « battement ». Ainsi la figure d'interférences présente une variabilité temporelle qui la fait osciller, et ce, d'autant plus vite que $d\sigma$ est grand. Le $\text{sinc}(2\pi d\sigma c \Delta t)$ nous indique que ce battement n'est observable que si Δt est au plus du même ordre de grandeur que $1/d\sigma c$. Avec un détecteur optique classique (type CCD) on peut observer jusqu'à quelques centaines d'images par seconde, ce qui correspond à un $d\sigma$ de l'ordre de 10^{-8} cm^{-1} (soit 10^{-15} nm). Dans le domaine optique cette condition sur la différence de fréquence est donc très restrictive ; en fait, dans la nature on ne trouve pas de source pour laquelle on peut observer ce phénomène de battement. Par exemple pour pouvoir observer le battement du doublet du sodium il faudrait un détecteur fonctionnant à 0,5 peta-Hz. Par contre ce phénomène est couramment utilisé dans le domaine radio notamment pour ce que l'on appelle la détection hétérodyne.

2.2.2.2 Interférences de deux ondes à saut de phase

Le but de cette partie est d'étudier l'impact des sauts de phases sur la figure d'interférences. Pour cela nous allons étudier le phénomène d'interférences issu des ondes E_1 et E_2 suivantes :

$$\begin{aligned} E_1(x, t) &= A_1 e^{j\left(\omega t - kx + \phi_1\left(\left\lfloor \frac{ct - nx}{dl} \right\rfloor\right)\right)} \\ E_2(x, t) &= A_2 e^{j\left(\omega t + kx + \phi_2\left(\left\lfloor \frac{ct + nx}{dl} \right\rfloor\right)\right)} \end{aligned} \quad (2.11)$$

où $\lfloor \cdot \rfloor$ représente la partie entière et dl est la distance sur laquelle une onde n'a pas de saut de phase (longueur de cohérence). $\phi_i(n)$ et $A_i(n)$ étant des variables aléatoires on a en fait des ondes « monochromatiques par morceau » de longueur dl .

Nous obtenons donc comme figure d'interférences :

$$P_{instantanée}(x, t) = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \times \cos \left(2 kx + \phi_2 \left(\left\lfloor \frac{ct + nx}{dl} \right\rfloor \right) - \phi_1 \left(\left\lfloor \frac{ct - nx}{dl} \right\rfloor \right) \right) \quad (2.12)$$

Comme $P_{mesurée}(x, t) = \int_{t_0 - \Delta t/2}^{t_0 + \Delta t/2} P_{instantanée}(x, t) dt$ on remarque que lorsque $c\Delta t \gg dl$ alors les franges sont brouillées et ne sont donc plus visibles. Avec un détecteur optique classique (type CCD) cela donne comme condition que dl soit plus grand que quelques centaines de kilomètres.

2.2.2.3 Conditions d'observabilité des interférences de deux ondes

Des deux paragraphes précédents nous pouvons conclure deux conditions d'observabilité des interférences de deux ondes. Ainsi on ne peut observer le phénomène d'interférences issu de deux ondes que si celles-ci respectent les deux conditions suivantes :

- les deux ondes sont composées des mêmes longueurs d'onde ;
- les deux ondes ont une longueur d'inter-cohérence suffisamment longue.

En pratique on ne peut observer des interférences lumineuses que lorsqu'un faisceau de lumière interfère avec lui-même, *i.e.* le faisceau lumineux est divisé en deux et on fait interférer ces deux faisceaux.

2.2.2.4 La cohérence optique

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, les conditions d'observabilité d'interférences de deux ondes sont relativement drastiques. En fait la notion qui est sous-tendue par les deux conditions énoncées est la cohérence optique, celle-ci se différenciant en deux types :

- la cohérence temporelle ;
- la cohérence spatiale.

La cohérence temporelle consiste à observer la capacité d'un faisceau lumineux à interférer avec des versions retardées de lui-même ; il s'agit d'interférométrie à « division d'amplitude ». Dans le cas où l'on s'intéresse à la capacité d'un faisceau lumineux à interférer avec des versions spatialement décalées de lui-même, on parle alors de cohérence spatiale ; il s'agit alors d'interférométrie à « division de front d'onde ».

L'interférométrie à « division d'amplitude » est utilisée pour faire de la spectrométrie dite de Fourier (Fellgett [19]) alors que l'interférométrie à « division de front d'onde » est généralement utilisée pour mesurer les fréquences spatiales de l'objet observé. Fizeau [24] a proposé d'utiliser cette

technique pour mesurer le diamètre des étoiles, technique que Michelson et Pease. [25] ont mise en œuvre. Aujourd'hui, cette technique est notamment utilisée en astronomie pour réaliser des reconstructions d'images (Johnson et al. [26] et Labeyrie [27]); Joyeux et al. [28] ont aussi réalisé un FTS à division de front d'onde.

L'utilisation de la cohérence temporelle étant l'objet central de cette thèse, nous ne reparlerons pas de la cohérence spatiale; néanmoins, l'étude de l'utilisation d'un SWIFTS pour mesurer des cohérences spatiales pourrait être très intéressante (*cf.* Kern et al. [29]).

2.2.3 L'interféromètre à division d'amplitude

Dans la pratique la plupart des dispositifs permettant de faire de la spectrométrie par mesure de cohérence utilisent un interféromètre à deux ondes, le plus commun étant l'interféromètre de Michelson. Ce type de spectrométrie est plus connue sous le nom de spectrométrie de Fourier (*cf.* § 2.2.1).

Dans cette section nous allons étudier la fonction d'interférences d'un interféromètre à division d'amplitude (*cf.* figure 2.7 pour voir le principe d'un interféromètre à division d'amplitude de type Michelson).

2.2.3.1 Source quasi-monochromatique

Dans la pratique on observe souvent des sources dont le spectre est confiné dans un domaine spectral fini, c'est-à-dire :

$$\sigma_0 - \frac{1}{2}\Delta\sigma \leq |\sigma| \leq \sigma_0 + \frac{1}{2}\Delta\sigma \quad (\sigma_0 > 0, \Delta\sigma > 0) \quad (2.13)$$

Une source lumineuse est dite quasi-monochromatique lorsque :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \ll 1 \quad (2.14)$$

Le champ électrique d'une telle source peut être représenté (par analogie à une source strictement monochromatique) comme suit :

$$E(t) = A(t) e^{j(2\pi\sigma_0(ct - nx) + \phi(t))} \quad (2.15)$$

où $A(t)$ représente l'amplitude réelle du signal (aussi appelée « enveloppe ») et $\phi(t)$ est la phase du signal, les fonctions $A(t)$ et $\phi(t)$ étant des fonctions aléatoires temporelles.

Dans un interféromètre à division d'amplitude $E(t)$ est divisé en deux parties, $E_1(t) = \eta_1 * E(t)$ et $E_2(t) = \eta_2 * E(t)$. η_1 et η_2 sont deux nombres réels qui représentent à la fois les pertes de chacune des deux voies et la qualité du diviseur d'amplitude. Avant la recombinaison des deux faisceaux

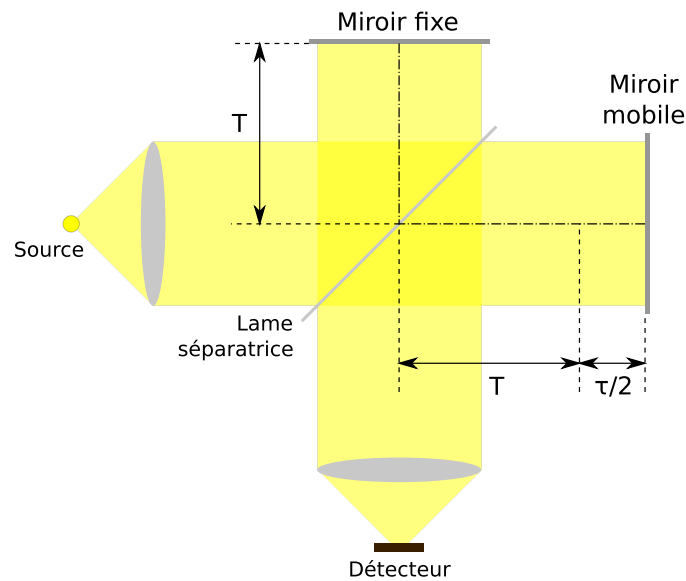


FIGURE 2.7 – Principe schématique d'un interféromètre de Michelson à faisceaux collimatés et à miroirs parallèles

1. le flux lumineux issu de la source est divisé en deux faisceaux d'égale puissance par la lame séparatrice
2. les deux faisceaux parcourent deux chemins de durées différentes ($2T$ dans un cas et $2T+\tau$ dans l'autre)
3. les deux faisceaux sont recombinés par la lame séparatrice (n.b. la moitié de la puissance repart vers la source et l'autre moitié va vers le détecteur)
4. la puissance des interférences est mesurée en fonction de τ sur un détecteur

un délai est appliqué à l'une des deux voies, par exemple à la voie 1 dans notre cas. Ainsi les faisceaux recombinés sont :

$$E_1(t) = \eta_1 E(t + \tau) \text{ et } E_2(t) = \eta_2 E(t) \quad (2.16)$$

Finalement la puissance instantanée vaut donc :

$$\begin{aligned} P_{\text{instantanée}}(t, \tau) &= |E_1(t) + E_2(t)|^2 \\ &= |E_1(t)|^2 + |E_2(t)|^2 + 2\text{Re}[E_1(t)E_2(t)^*] \end{aligned} \quad (2.17)$$

ce qui vaut :

$$\begin{aligned} P_{\text{instantanée}}(t, \tau) &= \eta_1^2 |E(t + \tau)|^2 + \eta_2^2 |E(t)|^2 \\ &\quad + 2\eta_1\eta_2 \text{Re}[E(t + \tau)E(t)^*] \end{aligned} \quad (2.18)$$

On peut remarquer que ce que nous avons précédemment défini comme l'interférogramme ($P_{\text{interférogramme}}(\delta)$) correspond à $2\eta_1\eta_2 \text{Re}[E(t + \tau)E(t)^*]$ de l'équation 2.18 où $\delta = c\tau/n$ avec n l'indice optique du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide. En fait la fonction $E(t + \tau)E(t)^*$, appelée *fonction de cohérence temporelle*, est assimilable à la fonction d'autocorrélation du champ électrique du signal lumineux ; nous verrons dans le paragraphe suivant que cette notion doit être complétée.

2.2.3.2 Source lumineuse quelconque

Comme nous l'avons vu précédemment, une description complète de la lumière est nécessairement statistique, or jusqu'à présent nous n'avons pris que des exemples de processus ayant une statistique bien particulière. Même dans le cas d'une source lumineuse quasi monochromatique émettant de manière continue cette notion est en fait nécessaire. En effet, pour une source de largeur spectrale $\Delta\omega$ la fonction $E(t)$ est une fonction impulsionnelle temporelle de durée $1/\Delta\omega$ appelée « paquet d'ondes », par exemple d'une durée de 180 ps pour une raie spectrale fine de 3 cm^{-1} (soit 900 MHz) de large. Ainsi même dans un cas quasi-monochromatique, en un court laps de temps, nous observons toujours un grand nombre de paquets d'ondes décorélés entre eux. C'est pour cela que nous devons faire appel à la notion de processus aléatoire.

La description statistique d'un processus aléatoire permet de prendre en compte le fait que n'importe quelle source lumineuse réelle a des propriétés qui changent à un certain degré avec le temps, et ce, d'une manière imprévisible ; en fait une source lumineuse n'est pas une seule source mais elle est composée de plusieurs sources (dans le temps et l'espace) incohérentes entre elles (dans le cas d'une lampe spectrale, chaque atome est incohérent avec ses voisins et émet aléatoirement plusieurs photons au cours du temps qui sont incohérents entre eux). En fait, comme nous l'avons déjà vu (cf. § 2.1.4) dans le cas d'une source réelle, ce qui est mesuré est la valeur moyenne de la puissance instantanée : $P_{mesurée} = \langle P \rangle$. Ainsi la puissance mesurée d'une onde lumineuse quelconque, dont le champ électrique $E(t)$ est stationnaire, est donnée par l'équation suivante :

$$P_{mesurée}(\tau) = \eta_1^2 \langle |E(t+\tau)|^2 \rangle + \eta_2^2 \langle |E(t)|^2 \rangle + 2\eta_1\eta_2 \text{Re}[\langle E(t+\tau)E(t)^* \rangle] \quad (2.19)$$

Le signal $E(t)$ étant considéré comme stationnaire, alors si on intègre suffisamment longtemps $P_{mesurée}$ n'est pas dépendante de t et la moyenne temporelle :

$$\langle u \rangle_T = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} u(t) dt \quad (2.20)$$

est égale à la moyenne d'ensemble

$$\langle u \rangle_E = \lim_{K \rightarrow +\infty} \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K {}^{(j)}u(t) \quad (2.21)$$

où ${}^{(j)}u(t)$ est la réalisation particulière numéro j du processus stationnaire aléatoire. La fonction complexe $\Gamma(\tau) = \langle E(t+\tau)E(t)^* \rangle$ est la fonction d'autocorrélation du champ électrique du signal lumineux. On peut remarquer que lorsque $\tau = 0$ alors :

$$\Gamma(0) = \langle |E(t)|^2 \rangle = P_0 \quad (2.22)$$

ainsi $\Gamma(0)$ est égal à la puissance totale du flux lumineux incident. De plus, comme $E(t)$ est stationnaire on peut écrire que :

$$\langle E(t) \rangle = \langle E(t + \tau) \rangle = P_o \quad (2.23)$$

donc l'équation 2.19 peut s'écrire :

$$P_{mesurée}(\tau) = (\eta_1^2 + \eta_2^2)P_o + 2\eta_1\eta_2 Re[\Gamma(\tau)] \quad (2.24)$$

Dans les faits on préfère utiliser le degré complexe de cohérence qui est la version normalisée de la fonction d'autocorrélation.

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} \quad (2.25)$$

Finalement l'équation 2.24 s'écrit de la manière suivante :

$$P_{mesurée}(\tau) = (\eta_1^2 + \eta_2^2)P_o \left(1 + 2\frac{\eta_1\eta_2}{\eta_1^2 + \eta_2^2} Re[\gamma(\tau)] \right) \quad (2.26)$$

2.2.4 Densité spectrale de puissance et théorème de Wiener-Kintchine

Dans les parties précédentes nous avons tenté d'introduire de la manière la plus didactique possible les notions de cohérence temporelle optique, d'interférogramme et de densité spectrale de puissance. Nous avons pu voir que la cohérence optique est une notion très importante pour l'analyse d'un processus aléatoire stationnaire. En fait, le spectre, parce qu'il représente le degré de cohérence temporelle, est sans doute l'une des propriétés les plus importante d'un signal aléatoire stationnaire.

2.2.4.1 Densité spectrale de puissance

Précédemment nous avons introduit la densité spectrale de puissance comme étant la différentielle de la puissance par rapport au nombre d'onde $B(\sigma) = dP(\sigma)/d\sigma$. Nous allons maintenant l'introduire de manière plus générale.

Définition 2.2 Prenons un processus aléatoire stationnaire $u(t)$, si $u(t)$ a une puissance moyenne finie alors la fonction tronquée $u_T(t) = \Pi(t/2T)u(t)$ est Fourier transformable (i.e. la transformée de Fourier de $u_T(t)$ existe)². Notons $\tilde{u}_T(\nu)$ la transformée de Fourier de $u_T(t)$, alors la densité spectrale de puissance de $u_T(t)$ vaut :

$$B(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\langle |\tilde{u}_T(\nu)|^2 \rangle}{2T} \quad (2.27)$$

On peut définir la densité spectrale de puissance dans différents domaines :

2. $\Pi(t)$ est la fonction porte, c'est-à-dire qu'elle vaut 1 si $|t| < 1/2$ et 0 sinon.

1. ν domaine spectral temporel
2. $\sigma = \nu/c$ domaine des nombres d'ondes
3. $\lambda = \frac{1}{\sigma}$ domaine des longueurs d'onde

Il existe une relation d'équivalence entre les densités spectrales de puissances dans ces différents domaines :

$$|B_\nu(\nu)d\nu| = |B_\sigma(\sigma)d\sigma| = |B_\lambda(\lambda)d\lambda| \quad (2.28)$$

où $d\sigma = d\nu/c$ et $d\lambda = -1/\sigma^2 d\sigma$, donc :

$$B_\sigma(\sigma) = cB_\nu(\nu) \text{ et } B_\lambda(\lambda) = \sigma^2 B_\sigma(\sigma) \quad (2.29)$$

Dans la suite, par raison de commodité, nous ne ferons appel qu'à la densité spectrale de puissance dans le domaine des nombres d'onde et nous utiliserons comme unité le cm^{-1} ; par ailleurs nous utiliserons des interférogrammes tracés en fonction de δ et non de τ .

2.2.4.2 Théorème de Wiener-Kintchine

En fait, pour un signal aléatoire stationnaire, la fonction d'autocorrélation et la densité spectrale de puissance sont reliées. Cette relation est connue sous le nom de théorème de Wiener-Kintchine.

Théorème 2.1 *Soit un processus aléatoire stationnaire $u(t)$ alors :*

$$B(\sigma) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\delta) e^{2i\pi\sigma\delta} d\delta \quad (2.30)$$

et

$$\Gamma(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) e^{-2i\pi\sigma\delta} d\sigma \quad (2.31)$$

où $\Gamma(\delta)$ est la fonction d'autocorrélation et $B(\sigma)$ est la densité spectrale de puissance avec $\sigma = \nu/c$ le nombre d'onde et $\delta = c\tau/n$ la distance de corrélation.

De manière plus explicite ce théorème stipule que la fonction d'autocorrélation d'un processus aléatoire stationnaire et la densité spectrale de puissance de ce processus forment une paire de transformées de Fourier.

2.2.4.3 Propriétés du spectre

La densité spectrale de puissance possède deux principales propriétés :

1. $B(\sigma) \geq 0$, la densité spectrale de puissance est une fonction réelle à valeurs positives ou nulles
2. $B(\sigma) = B(-\sigma)$, la densité spectrale de puissance est une fonction paire

2.2.4.4 Addition incohérente

Grâce à ce théorème on peut montrer que pour un processus aléatoire stationnaire $u(t)$:

$$\langle \tilde{u}(\sigma)\tilde{u}(\sigma')^* \rangle = B(\sigma)\delta(\sigma - \sigma') \quad (2.32)$$

où δ est la distribution de Dirac. L'équation 2.32 est très importante car elle montre que les composantes de Fourier d'un processus aléatoire stationnaire de deux nombres d'ondes différents sont non corrélées. Autrement dit on peut décomposer n'importe quelle lumière polychromatique en composantes monochromatiques incohérentes entre elles.

Ceci nous intéresse particulièrement pour la suite. En effet, ceci nous permettra de dire que pour passer de la modélisation d'un SWIFTS dans un cas monochromatique à la modélisation d'un SWIFTS dans un cas polychromatique il suffit de faire la somme des modélisations monochromatiques. Mis en équation cela donne :

$$R(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma)R_\sigma(\delta)d\sigma \quad (2.33)$$

où $R(\delta)$ est la réponse d'un SWIFTS à une lumière polychromatique et $R_\sigma(\delta)$ est la réponse du même SWIFTS à une lumière parfaitement monochromatique de nombre d'onde σ .

2.2.4.5 L'interféromètre à division d'amplitude

En utilisant la deuxième équation du théorème de Wiener-Kintchine (cf. théorème 2.1) l'équation 2.26 de la fonction d'interférence d'un interféromètre par division d'amplitude achromatique devient :

$$\begin{aligned} P_{mesurée}(\delta) &= (\eta_1^2 + \eta_2^2)P_o \\ &\times \left(1 + 2\frac{\eta_1\eta_2}{\eta_1^2 + \eta_2^2} \operatorname{Re} \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma)e^{-i2\pi\sigma\delta}d\sigma}{\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma)d\sigma} \right] \right) \\ &= (\eta_1^2 + \eta_2^2)P_o + 4\eta_1\eta_2 \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma\delta)d\sigma \end{aligned} \quad (2.34)$$

Ainsi on retrouve l'équation 2.5 que nous avons introduit de manière moins théorique dans l'introduction à la spectrométrie de Fourier. Le spectre est donc la transformée de Fourier réelle (transformée en cosinus) de l'interférogramme. C'est cette relation qui est à la base de la spectrométrie par mesure de cohérence temporelle plus connue sous le nom de spectrométrie de Fourier.

Finalement, l'équation de l'interférogramme dans le cas d'un interféromètre à division d'amplitude est :

$$P_{interférogramme}(\delta) = 4\eta_1\eta_2 \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma\delta)d\sigma \quad (2.35)$$

Nous avons implicitement pris pour hypothèse que η_1 et η_2 ne dépendent pas de σ , dans le cas où η_1 et η_2 dépendent effectivement de σ alors il faut les insérer dans l'intégrale.

Les équations 2.30 et 2.31 du théorème de Wiener-Kintchine deviennent :

$$B(\sigma) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \text{Re} [\Gamma(\delta)] \cos(2\pi\sigma\delta) d\delta \quad (2.36)$$

et

$$\text{Re} [\Gamma(\delta)] = 2 \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma\delta) d\sigma \quad (2.37)$$

2.2.4.6 Temps et longueur de cohérence

Définition 2.3 *Le temps de cohérence d'un processus stationnaire aléatoire peut être défini comme suit :*

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{+\infty} |\gamma(\tau)|^2 d\tau \quad (2.38)$$

où $\gamma(\tau)$ est la fonction définie à l'équation 2.25.

Comme nous l'avons déjà vu (*cf.* § 2.2.2.4) le temps de cohérence nous donne une information sur notre capacité d'observer les interférences d'une onde. Ainsi, lorsque l'on veut faire interférer deux faisceaux, issus d'une division d'amplitude ou de front d'onde, il faut que le déphasage temporel entre ces deux faisceaux soit inférieur au temps de cohérence. Dans le cas contraire nous n'observerons que la somme des intensités.

La longueur de cohérence correspond à la distance sur laquelle le faisceau lumineux est cohérent, et elle vaut :

$$l_c = \frac{\tau_c}{c} \quad (2.39)$$

2.2.5 De l'interférogramme au spectre : la fonction d'appareil

Dans la partie précédente nous avons introduit le théorème de Wiener-Kintchine qui permet de relier le degré de cohérence d'une source lumineuse à des informations spectrales sur celle-ci. Ainsi le théorème de Wiener-Kintchine relie l'interférogramme mesuré par un interféromètre à deux ondes, qui est la partie réelle de la fonction d'autocorrélation temporelle du signal, au spectre du signal (densité spectrale de puissance).

Dans cette partie nous allons voir les influences classiques de l'instrumentation sur le spectre.

2.2.5.1 Les transformées de Fourier

Comme nous l'avons vu le spectre est la transformée de Fourier réelle (transformée en cosinus) de l'interférogramme issu d'un interféromètre à division d'amplitude (*cf.* § 2.2.4.5). Jusqu'à présent nous n'avons étudié que

des cas idéaux, c'est-à-dire des cas où l'interférogramme est continu et symétrique. C'est pour cela qu'il est théoriquement nécessaire d'enregistrer seulement la moitié de l'interférogramme (*i.e.* soit pour $\delta > 0$ soit pour $\delta < 0$). Or dans la pratique, nos mesures ne peuvent qu'être discrètes et non continues. De plus un certain nombre d'imperfections peuvent conduire à un interférogramme dissymétrique. Ainsi les imperfections de la lame séparatrice, le bruit, les erreurs de mesures ou même l'absence de point de mesure pour une différence de marche nulle conduisent à cela. C'est pourquoi la transformée de Fourier réelle est insuffisante. Dans la pratique on utilise donc la transformée de Fourier discrète et complexe.

La transformée de Fourier complexe

La transformée de Fourier complexe s'écrit de la manière suivante :

$$\tilde{u}(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(x)e^{2i\pi\sigma x} dx \quad (2.40)$$

où $\tilde{u}(\sigma)$ est la transformée de Fourier complexe de $u(x)$. Dans le cas où $u(\delta)$ est un interférogramme, la densité spectrale de puissance est égale, dans la plupart des cas, à la norme de $\tilde{P}_{\text{interférogramme}}(\sigma)$:

$$B(\sigma) = |\tilde{P}_{\text{interférogramme}}(\sigma)| \quad (2.41)$$

La phase de $\tilde{P}_{\text{interférogramme}}(\sigma)$ peut être intéressante car elle permet de connaître pour chacune des fréquences le déphasage induit par l'interféromètre.

$$\Phi_B(\nu) = \tan^{-1} \frac{\text{Im}[\tilde{P}_{\text{interférogramme}}(\sigma)]}{\text{Re}[\tilde{P}_{\text{interférogramme}}(\sigma)]} \quad (2.42)$$

Par contre, étant donné que dans ce cas on ne considère pas l'interférogramme comme symétrique, on est obligé d'enregistrer celui-ci pour les valeurs positives et négatives de δ . Ceci peut parfois poser des problèmes notamment lorsque l'on a peu de flux (par exemple lorsque l'on réalise une spectroscopie haute résolution et/ou d'un objet faiblement lumineux).

Les principales propriétés de la transformée de Fourier sont données en annexe B. Certaines de ces propriétés seront utilisées dans les paragraphes et parties suivants sans en faire la démonstration ni faire appel à cette annexe.

La transformée de Fourier discrète

Pour un signal discrétisé $u(x)$, périodique dans les deux domaines, on définit la transformée de Fourier discrète de la façon suivante :

$$\hat{u}(n\delta\sigma) = \delta x \sum_{m=0}^{N-1} u(m\delta x) e^{-2i\pi n\delta\sigma m\delta x} \quad (2.43)$$

où δx est le pas d'échantillonnage en x , $\delta\sigma$ est le pas d'échantillonnage du spectre, n est un entier quelconque et N est le nombre d'échantillons. On peut aussi définir la transformée de Fourier inverse discrète :

$$u(n\delta x) = \delta\sigma \sum_{n=0}^{N-1} \hat{u}(n\delta\sigma) e^{2i\pi n\delta\sigma m\delta x} \quad (2.44)$$

Il peut être intéressant de noter les relations suivantes :

$$N = \frac{2L}{\delta x} = \frac{2\sigma_{max}}{\delta\sigma} = 2L \times 2\sigma_{max}$$

$$2L\delta\sigma = 2\sigma_{max}\delta x = N\delta\sigma\delta x = 1 \quad (2.45)$$

où $2L$ est la période en x et $2\sigma_{max}$ est la période en σ du signal $u(x)$ et de sa transformée de Fourier.

La transformée de Fourier discrète possède les mêmes propriétés que la transformée de Fourier complexe, notamment en ce qui concerne le théorème de Parseval qui s'écrit alors :

$$\delta x \sum_{m=0}^{N-1} |f(m\delta x)|^2 = \delta\sigma \sum_{n=0}^{N-1} |\hat{f}(n\delta\sigma)|^2 \quad (2.46)$$

Ce théorème peut aussi être écrit en terme de moyenne quadratique et de valeur efficace. Ainsi si l'on définit la moyenne quadratique de la manière suivante :

$$\langle |f|^2 \rangle N \equiv \sum_{m=0}^{N-1} |f(m\delta x)|^2 \quad (2.47)$$

alors on a :

$$N\delta x \langle |f|^2 \rangle = N\delta\sigma \langle |\hat{f}|^2 \rangle$$

$$2L \langle |f|^2 \rangle = 2\sigma_{max} \langle |\hat{f}|^2 \rangle \quad (2.48)$$

et dans le cas de la valeur efficace (définie comme la racine carrée de la valeur moyenne quadratique) on a :

$$\sqrt{2L}f_{rms} = \sqrt{2\sigma_{max}}\hat{f}_{rms} \quad (2.49)$$

où *rms* signifie *root mean square* (valeur efficace en anglais). Il est à noter qu'en physique on confond souvent l'écart type et la valeur efficace car on travaille généralement avec des signaux à moyenne nulle; ce qui est d'ailleurs le cas pour les interférogrammes.

Ce théorème traduit simplement le fait que l'énergie du signal est conservée par la transformée de Fourier. Ainsi, « l'énergie » du spectre est égale à l'énergie du signal.

2.2.5.2 L'échantillonnage

Dans la pratique pour mesurer un interférogramme et surtout pour en faire sa transformée de Fourier on est obligé de discrétiser et de numériser celui-ci. Cette discrétisation peut avoir un effet important sur le spectre et surtout sur notre capacité à calculer celui-ci. Néanmoins, il a été montré par Harry Nyquist et Claude Shannon [30] que lorsque le spectre d'un signal analogique s'étend sur un domaine spectral fini, alors ce signal peut être échantillonné sans perdre d'informations. Cette possibilité est connue sous le nom de théorème de Nyquist-Shannon.

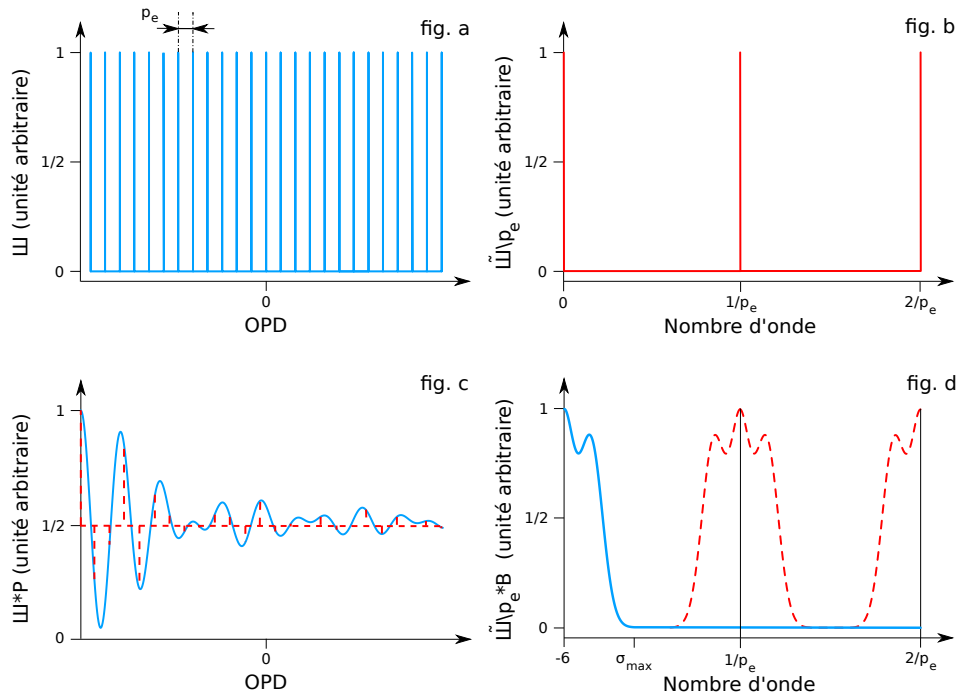


FIGURE 2.8 – Effet de l'échantillonnage de l'interférogramme sur le spectre obtenu

- fig. a et b : une fonction d'échantillonnage en forme de peigne de Dirac de pas p_e ainsi que sa transformée de Fourier qui est aussi une fonction en forme de peigne de Dirac ;
- fig. c et d : un interférogramme quelconque échantillonné avec le spectre obtenu par transformée de Fourier de celui-ci, on peut remarquer que le spectre obtenu (en trait pointillé rouge) consiste en la répétition tout les $1/p_e$ du spectre initial (en trait plein bleu), le spectre étant compris dans une bande spectrale finie (c'est-à-dire que pour $|\sigma| > \sigma_{max}$, $B(\sigma) = 0$).

Afin de démontrer ce théorème considérons la fonction d'échantillonnage suivante :

$$\text{III}(p_e, x) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(x - kp_e) \quad (2.50)$$

où p_e est le pas d'échantillonnage et $\delta(x - x_0)$ est la distribution de Dirac qui vaut 0 partout sauf en x_0 ; une telle fonction est appelée un « peigne de Dirac ». La transformée de Fourier d'une telle fonction est aussi un peigne de Dirac :

$$\tilde{\text{III}}(p_e, \sigma) = p_e \text{III}\left(\frac{1}{p_e}, \sigma\right) \quad (2.51)$$

L'interférogramme échantillonné est donné par l'équation suivante :

$$P_{\text{échantillonné}}(\delta) = P_{\text{interférogramme}}(\delta) \times \frac{\text{III}(p_e, \delta)}{p_e} \quad (2.52)$$

donc le spectre expérimental vaut :

$$B_{\text{expérimental}}(\sigma) = B(\sigma) * \text{III}\left(\frac{1}{p_e}, \sigma\right) \quad (2.53)$$

Nous rappelons que $\delta(x - x_0) * f(x) = f(x - x_0)$, donc le spectre expérimental peut s'écrire sous la forme suivante :

$$B_{\text{expérimental}}(\sigma) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} B\left(\sigma - \frac{k}{p_e}\right) \quad (2.54)$$

À partir de cette équation trois cas sont intéressants à étudier :

1. un cas où le spectre $B(\sigma)$ s'étend sur une bande spectrale plus large que $[-1/2p_e, 1/2p_e]$
2. un cas où le spectre $B(\sigma)$ s'étend sur la bande spectrale $[-\sigma_{\max}, \sigma_{\max}]$ avec $\sigma_{\max} < 1/2p_e$
3. un cas où le spectre $B(\sigma)$ s'étend sur la bande spectrale $[-\sigma_{\max}, -\sigma_{\min}] \cup [\sigma_{\min}, \sigma_{\max}]$ avec $\sigma_{\min} < \sigma_{\max} < 1/2p_e$

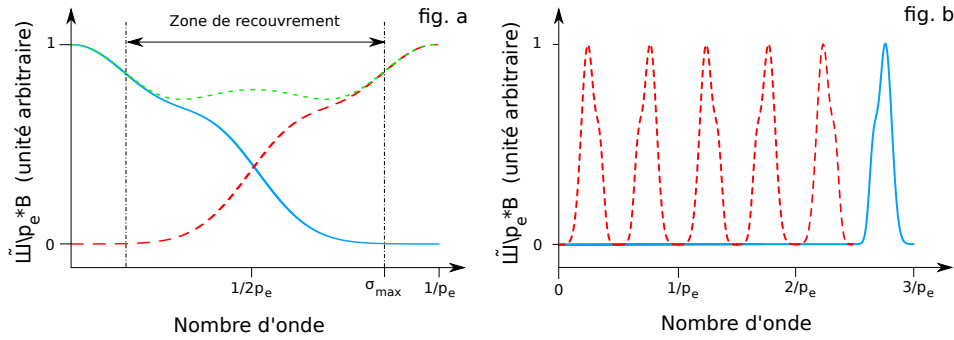


FIGURE 2.9 – Deux cas particuliers de spectres échantillonnés

- fig. a : un spectre quelconque sous échantillonné : les extrémités du spectre réel (trait plein bleu) et de la première réplique (trait pointillé rouge) se recouvrent (cas n° 1);
- fig. b : un spectre quelconque à bande étroite échantillonné correctement au sens du théorème de Nyquist-Shannon généralisé : les extrémités du spectre réel et des répliques ne se recouvrent pas (cas n° 3).

1. Dans le premier cas on a perdu de l'information. En effet, on observe alors le phénomène de recouvrement spectral ; c'est-à-dire que les extrémités du spectre se recouvrent comme on peut le voir sur la figure 2.9. On parle alors de recouvrement du spectre, *aliasing* en anglais.

2. Dans le second cas on a :

$$B(\sigma) = B_{\text{expérimental}}(\sigma) \times \Pi(\sigma p_e) \quad (2.55)$$

où $\Pi(\sigma p_e)$ est une fonction porte définie comme suit :

$$\Pi(\sigma p_e) = \begin{cases} 0 & \text{si } \sigma < -\frac{1}{2p_e} \text{ ou } \sigma > \frac{1}{2p_e} \\ 1 & \text{dans les autres cas} \end{cases} \quad (2.56)$$

Ainsi on peut obtenir le spectre $B(\sigma)$ à partir du spectre expérimental sans aucune altération. Le théorème de Nyquist-Shannon découle directement de cette analyse (une illustration de cela est donnée sur la figure 2.8).

Théorème 2.2 *Toute fonction $u(\delta)$ dont le spectre est à support borné (i.e. $\tilde{u}(\sigma) = 0$ pour $|\sigma| > \sigma_{max}$) est complètement définie par sa version échantillonnée $u_e(\delta) = u(\delta) \times \text{III}(p_e, \delta)$ si $1/2p_e > \sigma_{max}$.*

3. Enfin, dans le dernier cas, on peut aussi obtenir le spectre $B(\sigma)$ à partir du spectre expérimental sans aucune altération, mais pour cela on doit utiliser une double fonction porte :

$$B(\sigma) = B_{\text{expérimental}}(\sigma) \times \left[\Pi \left(\frac{\sigma}{\Delta\sigma} + \sigma_0 \right) + \Pi \left(\frac{\sigma}{\Delta\sigma} - \sigma_0 \right) \right] \quad (2.57)$$

où $\Delta\sigma = \sigma_{max} - \sigma_{min}$ et $(\sigma_0 = (\sigma_{max} + \sigma_{min})/2)$. Ce dernier cas est à l'origine du théorème de Nyquist-Shannon dit généralisé (une illustration de celui-ci est donné sur la figure 2.9).

Théorème 2.3 *Toute fonction $u(\delta)$ dont le spectre est à bande étroite (i.e. $\tilde{u}(\sigma) = 0$ pour $|\sigma| > \sigma_{max}$ ou $|\sigma| < \sigma_{min}$) est complètement définie par sa version échantillonnée $u_e(\delta) = u(\delta) \times \text{III}(p_e, \delta)$ si $1/2p_e > \sigma_{max} - \sigma_{min}$ et si p_e respecte en outre l'une des conditions suivantes : $k/p_e = \sigma_{min}$ ou $k/p_e = \sigma_{max}$ avec k entier.*

Dans la pratique, cela permet donc de relâcher les contraintes sur la fréquence d'échantillonnage.

2.2.5.3 L'effet de l'instabilité de l'OPD

Dans la partie précédente nous avons introduit l'échantillonnage et ses effets. Pour cette présentation nous avons pris comme fonction d'échantillonnage un peigne de Dirac, en fait dans la réalité cet échantillonnage peut être perturbé par des variations aléatoires de l'OPD au cours du temps. Ainsi, la puissance mesurée sera de la forme suivante :

$$\begin{aligned} P_{\text{mesuré}}(\delta) &= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{\delta(\delta - kp_e)}{\Delta t} \int_{t_0 - \Delta t/2}^{t_0 - \Delta t/2} P(\delta + \epsilon(t)) dt \\ &= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\delta - kp_e) \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_{t_0}(x) P(\delta + x) dx \end{aligned} \quad (2.58)$$

où $\epsilon(t)$ est une fonction aléatoire à moyenne nulle sur l'intervalle de temps $[t_0 - \Delta t/2, t_0 + \Delta t/2]$ représentant les instabilités de l'OPD. Cette fonction a pour distribution de probabilité la fonction $\eta_{t_0}(x)$ au temps t_0 . Étant donné que l'interférogramme est une fonction paire on peut transformer l'intégrale de l'équation précédente en un produit de convolution, ce qui nous permet de dire que le spectre expérimental vaut :

$$B_{\text{expérimental}}(\sigma) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \tilde{\eta} \left(\sigma - \frac{k}{p_e} \right) B \left(\sigma - \frac{k}{p_e} \right) \quad (2.59)$$

Dans le cas où $\epsilon(t)$ est une fonction qui admet de manière équiprobable des valeurs comprises entre $-\Delta_\delta/2$ et $+\Delta_\delta/2$ alors le spectre expérimental vaut :

$$B_{\text{expérimental}}(\sigma) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\Delta_\delta} \text{sinc} \left(\pi \Delta_\delta \left(\sigma - \frac{k}{p_e} \right) \right) B \left(\sigma - \frac{k}{p_e} \right) \quad (2.60)$$

On peut remarquer que le spectre obtenu est toujours périodisé, néanmoins dans ce cas-ci, on peut voir que le spectre est multiplié par une fonction sinus cardinal qui est d'autant plus large que les instabilités sont faibles (*ie.* que Δ_δ est petit). Dans le cas où l'OPD est strictement fixe (*ie.* $\Delta_\delta = 0$) alors on retrouve l'équation 2.54. Ce sinus cardinal a pour effet de diminuer le contraste des interférences pour les nombres d'ondes grands. Sur la figure 2.10 on peut voir l'effet de l'instabilité de l'OPD sur un spectre quelconque. Ce problème peut être corrigé assez aisément, mais ce, au prix d'une dégradation du rapport signal à bruit. Pour cela il suffit de diviser le spectre par la transformée de Fourier de la distribution de probabilité de la position du zéro OPD.

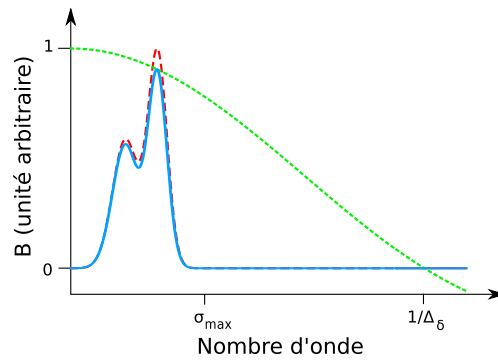


FIGURE 2.10 – Effet de l'instabilité de l'OPD sur le spectre expérimental

La courbe en trait pointillé rouge correspond au spectre réel, la courbe verte en pointillés serrés correspond au sinus cardinal dû à l'instabilité de l'OPD et enfin la courbe bleue en trait plein correspond au spectre expérimental.

2.2.5.4 Influence des performances des détecteurs

Effet de la numérisation

La numérisation de l'interférogramme a pour effet de transformer l'interférogramme, qui est une fonction analogique, en une fonction créneau discrète, c'est-à-dire présentant des seuils (par exemple en 16 bits on obtient $2^{16} = 65536$ niveaux). En effet, au lieu d'obtenir la valeur absolue de I on obtient une valeur seuil du type :

$$I_{\text{mesuré}} = \left\lfloor \frac{I * 2^N}{I_{\text{max}}} \right\rfloor \quad (2.61)$$

où $\lfloor \cdot \rfloor$ est la partie entière, N est le nombre de niveaux et I_{max} est la valeur maximale que le détecteur peut mesurer. Or les valeurs I et $I_{\text{mesuré}}$ sont très

légèrement différentes. Cette numérisation génère donc du bruit dans le spectre, et ce, d'autant plus que le nombre de niveau est faible. La solution, lorsque cela est possible, est de coder les valeurs sur un nombre suffisant de bits.

Dans le cas de SWIFTS nous nous sommes dotés de caméras 16 bits.

Effet de la saturation

Les détecteurs classiquement utilisés (CCD³ ou CMOS⁴) ne donnent pas une réponse linéaire sur toute leur plage de fonctionnement. Pour rappel ces détecteurs fonctionnent sur le principe du stockage des charges générées par effet photo-électrique. Or la capacité de stockage n'est pas infinie et les dernières charges sont « moins bien » stockées. Ainsi, la réponse d'un tel détecteur présente un seuil de saturation. Cette saturation a un effet sur le spectre. En effet, elle fait apparaître des fréquences parasites. Sur la figure 2.11 on peut voir un exemple dans un cas monochromatique. Cet exemple est un cas extrême dans lequel le détecteur est linéaire en dessous d'un seuil de saturation, et donne la valeur de saturation pour des énergies supérieures au seuil de saturation. On peut voir que cela fait apparaître des pics parasites à des multiples de la longueur d'onde d'origine.

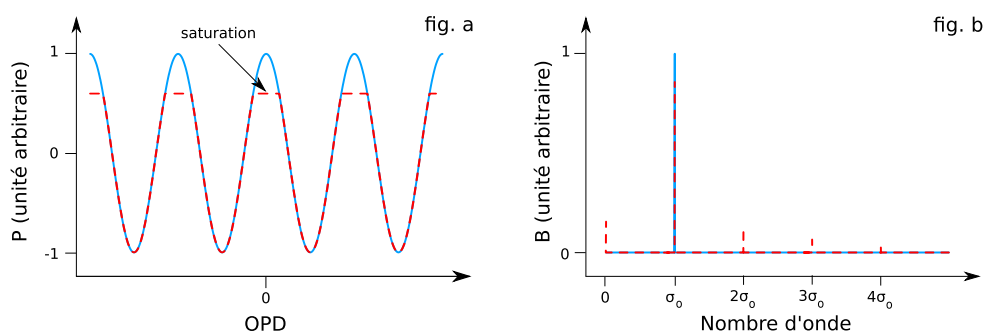


FIGURE 2.11 – Effet de la saturation des détecteurs sur le spectre.

La saturation du détecteur (trait pointillé rouge) fait apparaître des artefacts aux multiples de la fréquence d'origine.

Il n'y a pas de technique *a posteriori* satisfaisante qui permette de corriger ce problème. Aussi, afin de l'éviter, il ne faut pas intégrer trop longtemps. En fait, en ne dépassant pas les deux tiers de la dynamique, les capteurs restent linéaires. Nous nous placerons toujours dans ce cas avec SWIFTS.

2.2.5.5 L'asymétrie de l'interférogramme

Comme nous l'avons déjà dit, bien que la fonction d'autocorrélation soit une fonction paire, l'interférogramme mesuré n'est pas forcément symétrique. Cette asymétrie est donc uniquement due à la mesure effectuée par

3. Charge-Coupled Device

4. Complementary Metal Oxide Semi-conductor

l'interféromètre. Ce problème ayant été largement traité par la littérature (entre autres [31, 32, 33, 34, 35]) dans ce paragraphe nous allons donc rapidement introduire les causes possibles de cette asymétrie et leur traitement.

Les principales sources d'asymétrie de l'interférogramme sont :

- l'absence de point d'échantillonnage pour l'OPD nulle (ZPD pour *Zero Path Difference*) ;
- le décentrage de la fenêtre d'échantillonnage ;
- le chromatisme du ZPD (ie. $ZPD = f(\sigma)$) ;
- la non-linéarité de l'OPD (ie. $\delta = \delta_0 + f(\delta_0)$, où δ_0 est linéaire).

Les trois premières sources d'asymétrie sont facilement corrigées à l'aide d'une transformée de Fourier complexe. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.12 l'utilisation du module de la transformée de Fourier de l'interférogramme permet d'éliminer la dépendance du spectre vis-à-vis du ZPD.

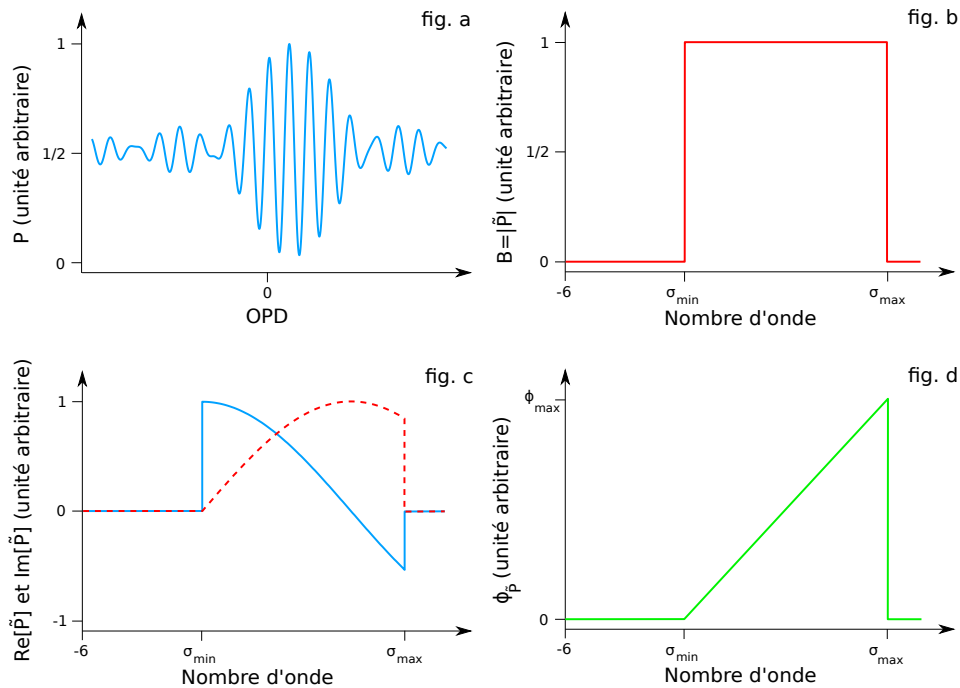


FIGURE 2.12 – Effet du chromatisme de l'OPD

- fig. a : un interférogramme asymétrique ;
- fig. b : le spectre qui est égal à la norme de la transformée de Fourier complexe de l'interférogramme ;
- fig. c : la partie réelle (trait plein bleu) et la partie imaginaire (trait pointillé rouge) de la transformée de Fourier complexe de l'interférogramme ;
- fig. d : la phase de la transformée de Fourier complexe de l'interférogramme.

Quant à elle, la non-linéarité de l'OPD ne peut pas être corrigée simplement à l'aide d'une transformée de Fourier complexe. Comme nous le verrons par la suite, des solutions ont été proposées par la communauté scientifique ; notamment celle proposée par Keiner et al. [36].

Dans le cas d'un SWIFTS Gabor la principale source d'asymétrie sera une asymétrie dans les points d'échantillonnage. Ainsi, une transformée de Fourier complexe résoudra la plupart des problèmes. Par contre, dans le cas d'un SWIFTS Lippmann, comme on ne mesure que la moitié de l'interférogramme, on ne pourra pas utiliser une transformée de Fourier complexe. Néanmoins, les sources d'asymétrie de l'interférogramme dans le cas d'un SWIFTS Lippmann sont très limitées ; la plus importante étant la position du miroir. Ainsi, ce paramètre devra faire l'objet d'une calibration précise.

2.2.5.6 Le chromatisme

Le chromatisme dans un interféromètre peut principalement se caractériser de deux manières :

- chromatisme de l'OPD (*ie.* $\delta = \delta_0 \times f(\sigma)$);
- chromatisme de l'efficacité (*ie.* $B_{mesuré}(\sigma) = \eta(\sigma) \times B(\sigma)$).

Ces deux problèmes peuvent être corrigés très facilement. En effet, dans le premier cas il suffit de tracer le spectre en fonction de $\sigma / f(\sigma)$. Ainsi, on peut remarquer que les points du spectre ne seront pas forcément équidistants.

Le chromatisme de l'efficacité peut avoir plusieurs raisons. Entre autres, les détecteurs utilisés ont une réponse qui est une fonction de σ , les voies de l'interféromètre ont une transmission qui dépend de σ (il est à noter que la transmission des deux voies peut être différente), le dispositif séparateur/recombineur peut être chromatique, ... Dans le cas du chromatisme de l'efficacité il suffit de caractériser l'interféromètre afin de mesurer $\eta(\sigma)$. Ainsi, pour corriger le spectre mesuré il suffit de le diviser par la fonction $\eta(\sigma)$, ce qui a néanmoins pour conséquence de dégrader le rapport signal à bruit.

On verra que SWIFTS peut être touché par un autre type de chromatisme puisqu'il utilise plusieurs détecteurs (*cf.* § 3.2.6). Nous verrons que seul le chromatisme commun à tous les détecteurs peut être corrigé. La variation de chromatisme d'un détecteur à l'autre, ne pouvant pas être corrigée, sera une source de bruit.

2.2.5.7 La troncature de l'interférogramme

Quelle que soit la relation que nous avons introduite précédemment entre le spectre et l'interférogramme, dans tous les cas nous avons utilisé un interférogramme s'étendant jusqu'à l'infini. Or dans la pratique, il n'est pas

possible de mesurer celui-ci sur une distance infinie. Ainsi l'équation du spectre 2.40 devient :

$$B_{\text{expérimental}}(\sigma) = \left| \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} P_{\text{interférogramme}}(\delta) e^{2i\pi\sigma\delta} d\delta \right| \quad (2.62)$$

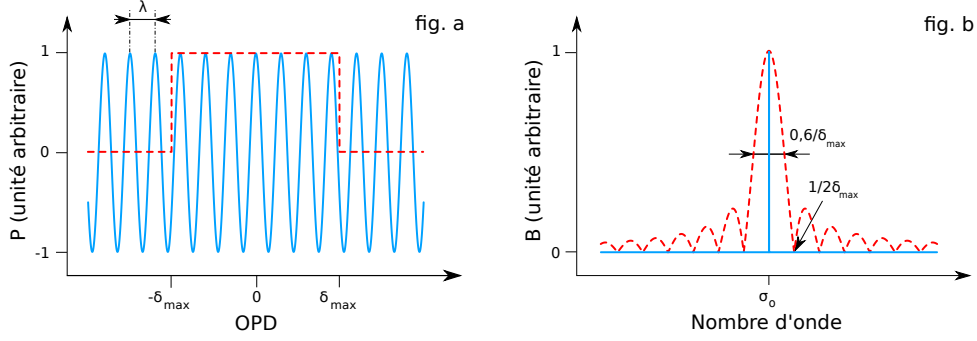


FIGURE 2.13 – Effet de la troncature de l'interférogramme sur le spectre obtenu

La troncature de l'interférogramme revient donc à faire un produit de convolution entre le spectre réel et une fonction porte telle que définie ci-dessous :

$$\Pi\left(\frac{\delta}{\Delta\delta} - \delta_0\right) = \begin{cases} 0 & \text{si } \delta < \delta_0 - \frac{\Delta\delta}{2} = \delta_{\min} \text{ ou } \delta > \delta_0 + \frac{\Delta\delta}{2} = \delta_{\max} \\ 1 & \text{dans les autres cas} \end{cases} \quad (2.63)$$

Ainsi le spectre expérimental vaut donc :

$$B_{\text{expérimental}}(\sigma) = |\tilde{\Pi}(\sigma) * B(\sigma)| \quad (2.64)$$

où $*$ est le produit de convolution et $\tilde{\Pi}(\sigma)$ est la transformée de Fourier de la fonction porte $\Pi(\delta/\Delta\delta - \delta_0)$:

$$\tilde{\Pi}(\sigma) = 2\Delta\delta e^{2i\pi\delta_0\sigma} \text{sinc}(2\pi\Delta\delta\sigma) \quad (2.65)$$

où $\Delta\delta = (\delta_{\max} - \delta_{\min})/2$ et $\delta_0 = (\delta_{\max} + \delta_{\min})/2$. Donc dans le cas d'une troncature de l'interférogramme le spectre expérimental vaut donc :

$$B_{\text{expérimental}}(\sigma) = 2\Delta\delta \text{sinc}(2\pi\Delta\delta\sigma) * B(\sigma) \quad (2.66)$$

Comme on peut le voir sur la figure 2.13 la troncature de l'interférogramme a pour effet de transformer le pic de Dirac d'une source monochromatique en un sinus cardinal. Ainsi au lieu d'obtenir un pic infiniment fin on obtient une fonction dont la largeur est finie. Dans le cas où l'interférogramme mesuré est une fonction paire et dont un point mesure est situé en $\delta = 0$, alors il est à noter que si $|\delta_{\min}| < |\delta_{\max}|$ et que δ_{\min} est négatif ou nul le spectre

expérimental vaut :

$$\begin{aligned}
 B_{\text{expérimental}}(\sigma) &= \left| \int_{-\delta_{\max}}^0 P_{\text{interférogramme}}(-\delta) e^{2i\pi\sigma\delta} d\delta \right. \\
 &\quad \left. + \int_0^{\delta_{\max}} P_{\text{interférogramme}}(\delta) e^{2i\pi\sigma\delta} d\delta \right| \\
 &= \left| \int_{-\delta_{\max}}^{\delta_{\max}} P_{\text{interférogramme}}(\delta) e^{2i\pi\sigma\delta} d\delta \right| \\
 &= 2\Delta\delta \text{sinc}(4\pi\delta_{\max}\sigma) * B(\sigma)
 \end{aligned} \tag{2.67}$$

Ainsi, dans ce cas-là, la résolution ne dépend pas de $\Delta\delta = \delta_{\max} - \delta_{\min}$ mais de δ_{\max} uniquement. Néanmoins, nous devons préciser que dans ce cas-là on doit avoir une très grande précision sur le ZPD.

Définition 2.4 Nous définirons la largeur à mi-hauteur (FWHM pour Full Width at Half Maximum) de cette fonction comme la résolution du spectromètre :

$$\delta\sigma = \frac{0,603}{\Delta\delta} \tag{2.68}$$

0,603 étant la largeur à mi-hauteur de la fonction $\text{sinc}(2\pi x)$. La résolution représente en fait l'intervalle spectral minimum entre deux raies pour qu'elles puissent être différenciées. Une autre notion qui permet d'exprimer cela est le pouvoir de résolution. Celui-ci, noté R , est donné par la formule suivante :

$$R = \frac{\sigma}{\delta\sigma} = 1,658\sigma\Delta\delta \tag{2.69}$$

Sur la figure 2.13 nous avons pris un cas où $\delta_{\min} = -\delta_{\max}$ et donc $\Delta\delta = 2\delta_{\max}$. La largeur à mi-hauteur de ce sinus cardinal vaut donc $0,603/\delta_{\max}$. Toujours dans le cas de la figure 2.13 le pouvoir de résolution R vaut $1,7\Delta\delta/\lambda$. Ainsi, le pouvoir de résolution R correspond au nombre de périodes enregistrées sur la différence de marche maximale δ_{\max} . En définissant R dans le domaine des longueurs d'onde ($R = \lambda/\delta\lambda$), alors la résolution équivalente en longueur d'onde vaut :

$$\delta\lambda = \frac{0,603\lambda^2}{\delta_{\max}} \tag{2.70}$$

Dans le cas de SWIFTS, δ_{\max} correspond à la longueur de guide muni de plots.

2.2.5.8 L'apodisation de l'interférogramme

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.13, la troncature de l'interférogramme a pour effet de faire apparaître des lobes secondaires. Ces lobes secondaires peuvent être particulièrement gênants, entre autres, lorsque l'on veut identifier deux raies spectrales voisines dont l'une est nettement plus puissante que l'autre. L'apodisation est un moyen permettant de diminuer l'intensité de ces lobes secondaires, néanmoins cela se fait au prix d'une

dégradation du pouvoir de résolution. Dans les faits, l'apodisation consiste à l'une des deux actions suivantes :

- multiplier l'interférogramme par une fonction mathématique *ad hoc* ;
- optimiser l'interféromètre pour que sa réponse soit apodisée.

Dans le premier cas, la fonction d'apodisation a aussi un effet sur le rapport signal à bruit dans le cas où celui-ci serait moins bon sur les bords de l'interférogramme. Dans les faits l'apodisation revient donc à remplacer la fonction porte $\Pi(\delta/\Delta\delta - \delta_o)$ par une fonction *ad hoc* qui permet de diminuer l'intensité des lobes secondaires tout en ne détériorant pas trop le pouvoir de résolution. Le choix de la fonction d'apodisation dépend donc d'un optimum à trouver entre notre volonté de réduire les lobes secondaires et notre besoin en résolution minimale.

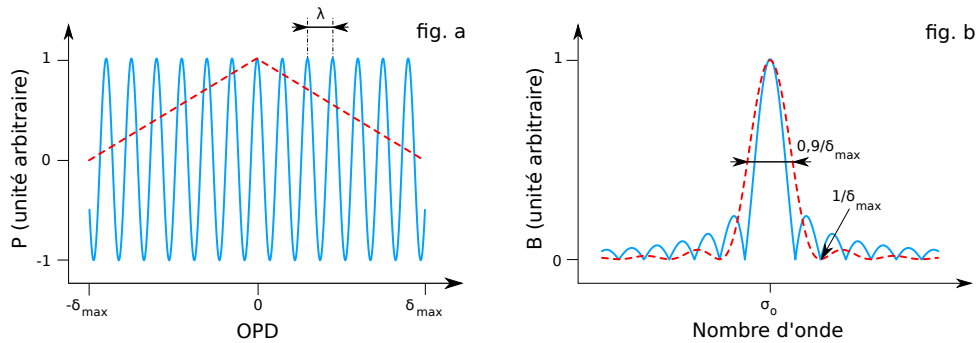


FIGURE 2.14 – Effet de l'apodisation de l'interférogramme sur le spectre obtenu

En exemple, nous prenons une fonction triangle pour apodiser l'interférogramme. La fonction triangle est définie comme suit :

$$\wedge\left(\frac{\delta}{2\delta_{max}}\right) = \begin{cases} 0 & \text{si } |\delta| < |\delta_{max}| \\ 1 - \frac{|\delta|}{\delta_{max}} & \text{dans les autres cas} \end{cases} \quad (2.71)$$

En fait la fonction triangle est le produit de convolution d'une fonction porte centrée sur $\delta = 0$ et de largeur égale à $2\delta_{max}$ avec elle-même. Donc sa transformée de Fourier est le carré de la transformée de Fourier de la fonction porte ; elle vaut donc :

$$\tilde{\wedge}(\sigma) = 4 \delta_{max}^2 \text{sinc}^2(2\pi\delta_{max}\sigma) \quad (2.72)$$

On peut voir sur la figure 2.14 que l'apodisation par une fonction triangle a pour effet de diminuer l'intensité des lobes secondaires (22% dans le cas de la troncature contre 4,7% dans le cas apodisé par une fonction triangle), mais aussi d'augmenter la FWHM ($\delta\sigma = 0,603/\delta_{max}$ dans le cas de la troncature contre $\delta\sigma = 0,886/\delta_{max}$ dans le cas apodisé).

Un ensemble de familles de fonctions d'apodisation a été développé depuis le début de l'utilisation de la spectrométrie par transformée de Fourier.

Ces fonctions permettent d'optimiser soit la FWHM soit de réduire l'intensité des lobes secondaires ([37, 38, 39] ou plus récemment Naylor et Tahic [40]).

2.2.5.9 L'étendue optique

Comme nous l'avons vu (*cf.* § 2.2.1.1), les FTS n'ont pas besoin de fentes d'entrées pour améliorer leur résolution. Néanmoins, il a été montré (Connes [20]) que l'on observe un phénomène similaire eu égard au fait que pour atteindre une résolution donnée il faut un niveau minimum de collimation des faisceaux dans les deux voies de l'interféromètre. Dans ce paragraphe nous nous proposons d'étudier l'effet du niveau de collimation, qui est directement lié à l'étendue optique, sur le spectre mesuré par un interféromètre de Michelson. L'étendue optique est la multiplication de la surface du faisceau par son angle solide dans un milieu d'indice unité ($G = S\Omega$). Cette valeur se conserve le long du trajet du faisceau. En fait, elle représente la conservation de l'énergie le long de ce faisceau.

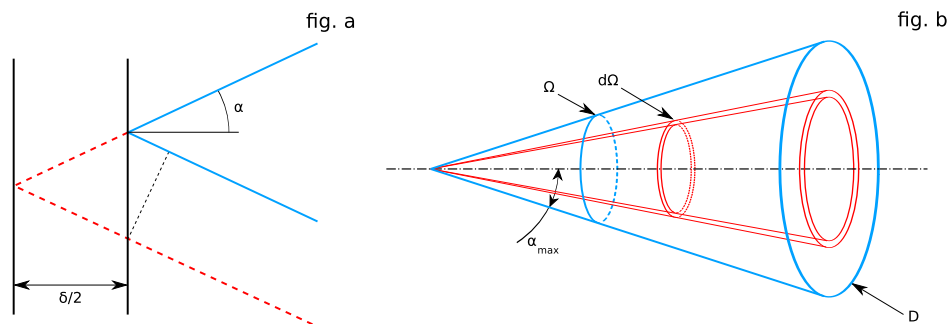


FIGURE 2.15 – Faisceaux lumineux

- *fig. a* : Différence de marche d'un faisceau oblique dû au déplacement du miroir ;
- *fig. b* : Étendue optique d'un faisceau de sortie.

La condition sur le niveau de collimation se traduit par une étendue optique maximale définie par l'angle solide Ω . En effet, un faisceau oblique collimaté verra une différence de marche, par rapport à l'autre faisceau, égale à $\delta' = \delta / \cos(\alpha) - \delta \tan(\alpha) \cos(\alpha) = \delta \cos(\alpha)$ au lieu de δ , α étant l'angle du faisceau par rapport à la normale (*cf.* figure 2.15). Pour calculer la puissance reçue par le détecteur rappelons que dans le cas d'une ouverture d'entrée circulaire, la puissance pour l'angle solide élémentaire $d\Omega$ vaut :

$$dP = \Gamma(\delta')D(\alpha)d\Omega \quad (2.73)$$

où $\Gamma(\delta')$ est la fonction d'autocorrélation du signal et $D(\alpha)$ est la fonction du diaphragme d'entrée. Dans le cas d'une ouverture d'entrée circulaire la fonction du diaphragme vaut 1 si $0 < \alpha < \alpha_{max}$ et 0 sinon, ce qui revient à la fonction porte suivante : $\Pi(\alpha/\alpha_{max} - \alpha_{max}/2)$. Si on remplace la variable α par la variable δ on obtient la fonction porte suivante $\Pi(\delta'/\Delta_\delta - \delta_0)$ où $\Delta_\delta =$

$\delta - \delta \cos(\alpha_{max})$ et $\delta_o = (\delta + \delta \cos(\alpha_{max}))/2$. Afin de simplifier les calculs prenons le cas classique où $\alpha_{max} \ll 2\pi$, alors $\Delta\delta$ et Δ_o deviennent $\Delta\delta = \delta\alpha_{max}^2/2$ et $\delta_o = \delta(2 - \alpha_{max}^2/2)$. De plus notons que $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\alpha_{max}))$ qui devient $\Omega = \pi\alpha_{max}^2$ dans le cas où $\alpha_{max} \ll 2\pi$. Finalement l'équation 2.73 peut s'écrire de la manière suivante :

$$dP = \frac{2\pi}{\delta} \Gamma(\delta') \Pi \left(\frac{2\delta'}{\delta\alpha_{max}^2} - \delta \left(2 - \frac{\alpha_{max}^2}{2} \right) \right) d\delta' \quad (2.74)$$

Et donc la puissance mesurée par le détecteur vaut :

$$P_{mesurée}(\delta) = \frac{2\pi}{\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\delta') \Pi \left(\frac{2\delta'}{\delta\alpha_{max}^2} - \delta \left(2 - \frac{\alpha_{max}^2}{2} \right) \right) d\delta' \quad (2.75)$$

Ce qui donne l'interférogramme suivant dans le cas d'une onde monochromatique :

$$P_{interférogramme}(\delta) = \text{sinc}(\pi\sigma_o\delta\alpha_{max}^2/2) \cos(2\pi\sigma_o\delta(1 - \alpha_{max}^2/4)) \quad (2.76)$$

Le spectre mesuré vaudra donc :

$$B_{mesuré}(\sigma) = \Pi \left(\frac{\sigma}{\sigma_o(1 - \alpha_{max}^2/2)} - \sigma_o(1 - \alpha_{max}^2/4) \right) \quad (2.77)$$

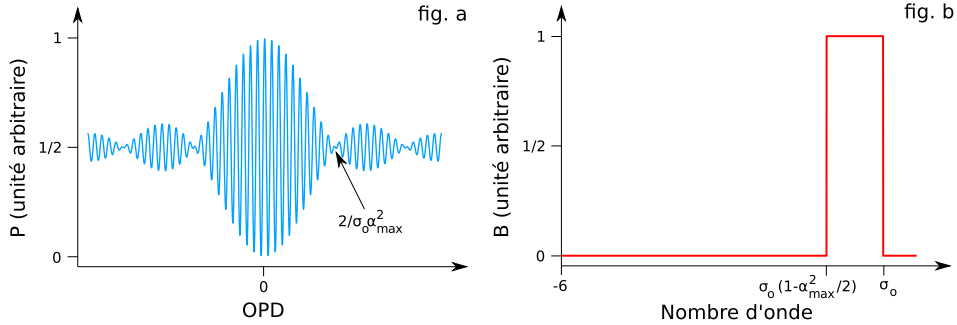


FIGURE 2.16 – Effet de l'étendue optique sur le spectre mesuré

Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 2.16, le fait d'avoir une étendue optique d'entrée non infiniment petite a pour effet d'élargir et de décaler la raie observée, et ce, d'autant plus que α_{max} est grand.

Dans le cas de SWIFTS, nous observerons un effet similaire à l'étendue optique. En effet, l'équivalent de l'étendue optique en optique guidée est la modicité des guides (*cf.* § 2.3.2.4). Néanmoins, alors que dans le cas de l'optique de volume le problème de l'étendue optique est un problème continu, dans le cas de l'optique intégrée il s'agit d'un problème discrétisé. Ainsi, nous observerons que la résolution maximale accessible est liée au nombre de modes guidés (*cf.* § 3.2.5).

2.2.5.10 Le bruit

Jusqu'à présent nous n'avons étudié que des interférogramme sans bruit. C'est-à-dire que nous avons considéré que nous étions capables de mesurer avec une infinie précision l'interférogramme. Or, bien évidemment cela est impossible; d'une part car la nature même de la lumière fait que nous ne pouvons pas mesurer de manière absolue l'intensité lumineuse (c'est ce que l'on appelle le bruit de photon), et d'autre part les outils que nous utilisons pour réaliser la mesure ne sont pas parfaits et introduisent donc du bruit et des erreurs de mesures.

Étant donné que nous allons par la suite faire une analyse la plus exhaustive possible du bruit dans le cas de SWIFTS, nous ne faisons ici qu'une rapide introduction aux notions de bruits et de rapport signal à bruit (SNR pour *Signal to Noise Ratio*).

Tout d'abord nous allons définir une notion relativement importante : le rapport signal à bruit. Cette notion permet de caractériser les fluctuations statistiques du signal (bruit).

Définition 2.5 *Le rapport signal à bruit est défini de la manière suivante :*

$$SNR = \frac{\langle P_{signal} \rangle}{\langle P_{bruit} \rangle} \quad (2.78)$$

où $\langle P_{signal} \rangle$ est la moyenne de la puissance du signal et $\langle P_{bruit} \rangle$ est la moyenne de la puissance du bruit. Pour une variable aléatoire u , il est aussi défini de la manière suivante :

$$SNR = \frac{\langle u \rangle}{\sqrt{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}} \quad (2.79)$$

Cette définition n'est valable que pour des variables positives. Ainsi elle doit être utilisée pour la réponse de l'interféromètre (positive ou nulle) et non pas pour l'interférogramme (variable positive et négative). $\sqrt{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}$ est l'écart type de la variable u .

Il existe deux grands types de bruits :

- le bruit additif;
- le bruit multiplicatif.

Le bruit additif est un bruit qui ne dépend pas de la puissance du signal, il vient en addition. C'est-à-dire que pour la mesure en t_0 de la variable aléatoire $u(t)$, celle-ci se décomposera de la manière suivante :

$$u_{mesuré}(t_0) = u(t_0) + n(t_0) \quad (2.80)$$

où $u(t_0)$ est la valeur exacte en t_0 de la variable $u(t)$ et $n(t_0)$ est le bruit de la mesure en t_0 . La fonction $n(t)$ est aussi une variable aléatoire mais de moyenne nulle. À titre d'exemple on peut citer le courant d'obscurité issu de

la formation aléatoire de paires électron-trou générées par effet thermique ou par effet tunnel.

Le bruit multiplicatif est un bruit qui dépend de la puissance du signal, il est proportionnel au signal. C'est-à-dire que pour la mesure en t_o de la variable aléatoire $u(t)$, celle-ci se décomposera de la manière suivante :

$$u_{mesuré}(t_o) = u(t_o) \times m(t_o) \quad (2.81)$$

où $u(t_o)$ est la valeur exacte en t_o de la variable $u(t)$ et $m(t_o)$ est le bruit de la mesure en t_o . La fonction $m(t)$ est aussi une variable aléatoire mais de moyenne égale à 1. À titre d'exemple on peut citer le bruit de photon. L'écart type du bruit de photon est proportionnel à la racine carrée de la valeur moyenne du nombre de photon.

2.3 Le principe de la détection tout au long du trajet optique

Dans cette partie nous allons introduire le principe de base de SWIFTS : la détection tout au long du chemin optique. Ce procédé de mesure d'un interférogramme permet d'obtenir des spectromètres haute résolution très compacts et exempts de pièces mobiles.

2.3.1 Le principe des plaques photos de Lippmann

2.3.1.1 Histoire

En 1891, Gabriel Lippmann présenta [41] à l'Académie des Sciences à Paris une photographie couleur du spectre du soleil obtenue grâce à son nouveau type de plaques photographiques. Plus tard, en 1894 [42], il publia un article où il expliquait comment ses plaques photographiques étaient capables d'enregistrer des informations colorimétriques ; théorie qui se base sur des ondes lumineuses stationnaires et qu'il développa à partir de 1886, soit quatre ans avant qu'Otto Wiener [15] n'enregistre pour la première fois une onde stationnaire lumineuse.

Le principe des plaques photographiques de Lippmann repose en fait sur l'enregistrement dans l'épaisseur d'une émulsion photosensible de l'interférogramme d'un interféromètre à deux ondes d'une simplicité déconcertante : la face avant d'un miroir. En effet, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant l'onde stationnaire qui se crée à la surface d'un miroir est équivalente aux interférences issues d'un interféromètre à deux voies. Dans son article de 1894, Gabriel Lippmann est sans doute le premier à relier l'équation de l'interférogramme d'un faisceau lumineux avec le spectre de ce faisceau. La photographie interférentielle (autre nom de la photographie de Lippmann) est alors vécue comme une révolution et représente une démonstration pratique de l'aspect ondulatoire de la lumière, chose pour laquelle il recevra

d'ailleurs le prix Nobel en 1908. Malheureusement le procédé de la photographie interférentielle est complexe et long à mettre en œuvre, et ce, malgré les efforts de Gabriel Lippmann et surtout des frères Lumière. C'est pourquoi elle est rapidement rangée parmi les concepts scientifiques et techniques

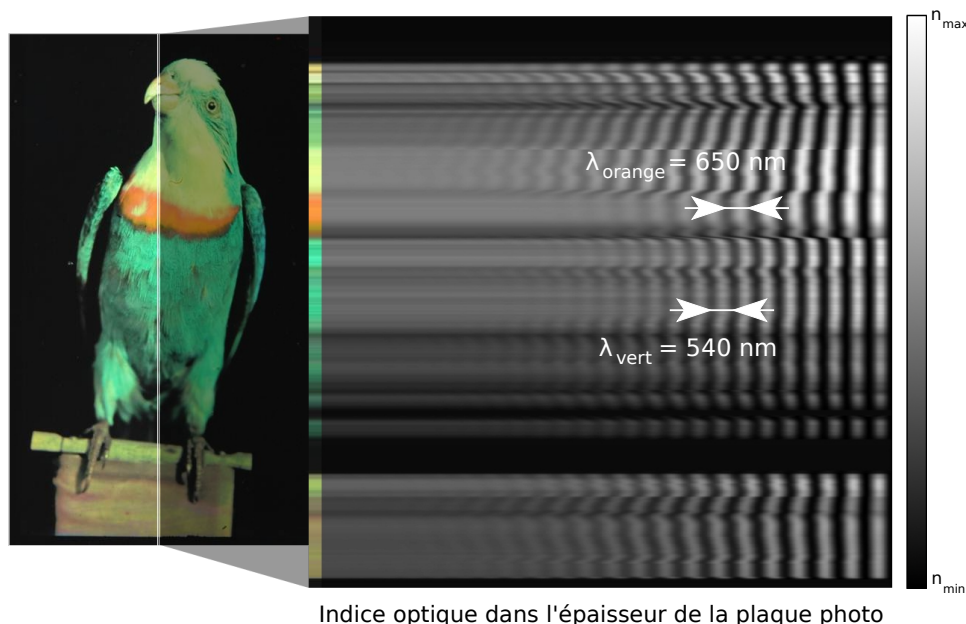


FIGURE 2.17 – *Plaque photo de Lippmann de la fin du XIX^{ème} siècle*

Sur la partie de droite on peut voir une simulation de l'indice optique de la plaque photo pour une ligne verticale

forts élégants mais néanmoins inutiles ; d'autant plus que personne à cette époque ne s'est aperçu des potentialités de ces plaques en matière de spectroscopie. Outre un certain regain d'intérêt pour les travaux de Lippmann de manière sporadique dans les années 50-60 (en rapport avec l'holographie) et à la fin des années 70 (Lindgren et Dravins [43]) en astrophysique, ce n'est qu'au milieu des années 90, grâce aux progrès dans le domaine des détecteurs, que des scientifiques s'intéressent à nouveau à l'échantillonnage des ondes stationnaires créées à la surface d'un miroir. Ainsi, en 1995, Connes et le Coarer [44], revisitant le concept de la photographie interférentielle, présentent celle-ci comme un spectromètre 3D et proposent même d'utiliser les nouvelles technologies pour réaliser des détecteurs basés sur ce principe. Il faudra néanmoins attendre 2007 pour que cette proposition [45] soit mise en œuvre de manière effective (mise en œuvre protégée par deux brevets [46, 47]). Dans l'intervalle, des alternatives ont été publiées (Sasaki et al. [48] et Knipp et al. [49]) mais elles s'apparentent moins à la photographie interférentielle de par le fait qu'elles n'utilisent qu'un seul détecteur.

2.3.1.2 Le principe

Pour introduire le principe de la photo de Lippmann nous ne saurions mieux le faire que Lippmann lui-même. Voici ce qu'il a écrit en 1894 [42] :

« On peut fixer l'image de la chambre noire, avec son modelé et ses couleurs, en employant une couche sensible transparente et continue, d'épaisseur suffisamment grande, adossée pendant la pose à une surface réfléchissante qu'il est commode de constituer par une couche de mercure. On développe et l'on fixe au moyen des réactifs usités en photographie. Si l'on regarde par réflexion la couche redevenue sèche et éclairée par la lumière blanche, on retrouve l'image de la chambre noire fidèlement reproduite.

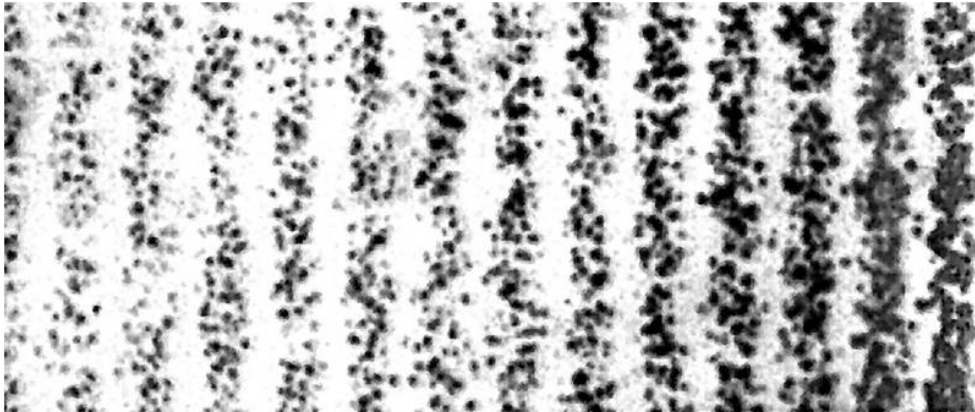


FIGURE 2.18 – Vu au microscope d'une plaque photo de Lippmann tronquée

Ce phénomène est dû aux interférences lumineuses. Pendant la pose, les rayons incidents formant l'image interfèrent avec les rayons réfléchis par le mercure ; il en résulte des ondes lumineuses stationnaires¹, dont l'amplitude varie d'une manière continue d'un point à l'autre suivant l'épaisseur de la plaque. La densité du dépôt photographique et par suite son pouvoir réflecteur varient, par suite, d'une manière continue en fonction des coordonnées. Ainsi, lorsque l'on regarde l'image développée, la lumière reçue par l'œil est réfléchie, non par une surface réfléchissante, mais par un volume doué d'un pouvoir réflecteur variable dans toute son étendue². Chacun des rayons qui parviennent à l'œil est la résultante d'une infinité de rayons élémentaires³. Dans le calcul de cette résultante, il est nécessaire de tenir compte non seulement de la variation du pouvoir réflecteur en fonction de la profondeur, mais encore des différences de phase dues à la différence des chemins parcourus par la lumière. »

Ce passage introductif de la note à l'Académie des Sciences de Paris écrit en 1894 est porteur de trois notions remarquables. La première (1) est la présence d'ondes stationnaires lumineuses à la surface d'un miroir et la possibilité de les enregistrer. La seconde (2) est que bien avant l'apparition des réseaux de Bragg, Gabriel Lippmann en présente déjà les principes. En effet, la dernière phrase de ce passage n'est ni plus ni moins que la présentation du principe des réseaux de Bragg. Sur la figure 2.18 on peut voir qu'une vue au microscope d'une coupe d'une plaque de Lippmann rappelle très fortement celle d'un réseau de Bragg. Enfin, il introduit ici (3) de manière très naturelle la possibilité de décomposer une lumière polychromatique en une somme d'ondes monochromatiques. Il a par ailleurs fait directement

appel à la transformée de Fourier à propos des lumières polychromatiques :

« Il est ainsi nécessaire de formuler la théorie de cette photographie interférentielle en termes plus larges. Le point de départ est le constat que l'amplitude résultant de l'interférence varie selon une fonction qui est continue même dans le cas d'une simple lumière. Le cas général est dérivé à partir d'une analyse basée sur l'outil mathématique de Fourier. Il peut ainsi être démontré que la photographie de couleurs composées est possible. »

Cette utilisation de la transformée de Fourier constitue l'une des contributions les plus importantes de l'optique du 19^{ème} siècle. Par ailleurs, dans sa note précédente [41] Gabriel Lippmann précise que pour pouvoir obtenir une photo couleur il faut une gélatine continue dans laquelle les substances photo-sensibles ne forment pas de grains, ou, « s'il y a des grains, il faut qu'ils soient de dimensions négligeables par rapport à la longueur d'onde lumineuse », il est difficile de ne pas y voir une intuition assez proche du théorème de Shannon-Nyquist, d'autant plus qu'il a aussi décrit un phénomène de repliement du spectre.

2.3.2 Le principe de la détection évanescente

Dans cette partie nous allons introduire la transposition du principe de la photographie de Lippmann à l'optique guidée : la détection évanescente. Pour cela nous allons commencer par introduire le concept de guide d'onde et les notions nécessaires à sa compréhension.

Comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, les guides d'onde sont composés *a minima* de deux matériaux diélectriques. Afin de comprendre les mécanismes mis en jeu dans le guidage optique, nous allons tout d'abord introduire la notion de réflexion totale à l'interface de deux matériaux diélectriques ; on appelle dioptré plan une telle surface dans le cas où il s'agit de deux milieux transparents d'indices de réfraction différents.

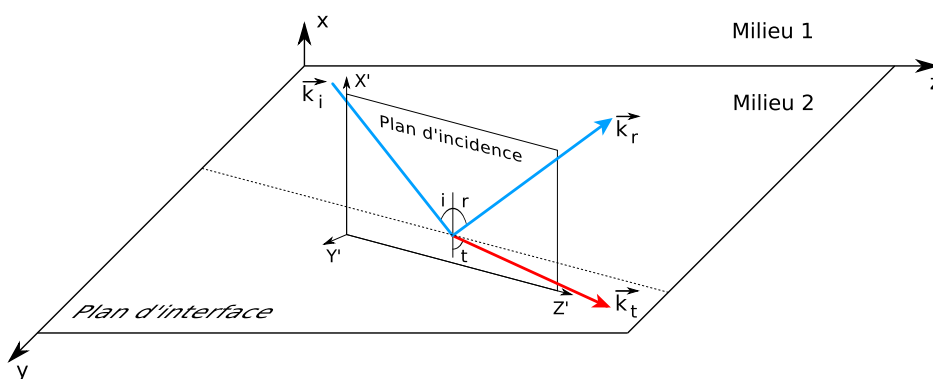


FIGURE 2.19 – Onde plane à l'interface de deux milieux diélectriques

2.3.2.1 La réflexion à l'interface de deux milieux diélectriques

Considérons tout d'abord le cas d'une réflexion/transmission à l'interface de deux milieux diélectriques. Soit une onde plane se propageant dans un milieu diélectrique de permittivité ϵ_1 et de perméabilité μ_1 et incidente sur l'interface entre le matériau 1 et un autre milieu diélectrique de permittivité ϵ_2 et de perméabilité μ_2 . La direction de l'onde incidente est caractérisée par son vecteur d'onde \vec{k}_i ($k_i = 2\pi n_1 \sigma_0$), celle réfléchi par \vec{k}_r ($k_r = 2\pi n_1 \sigma_0$) et celle transmise par \vec{k}_t ($k_t = 2\pi n_2 \sigma_0$). Les trois champs électriques des trois ondes s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\vec{E}_i(r, t) &= \vec{A}_i e^{j(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})} \\ \vec{E}_r(r, t) &= \vec{A}_r e^{j(\omega_r t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})} \\ \vec{E}_t(r, t) &= \vec{A}_t e^{j(\omega_t t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})}\end{aligned}\quad (2.82)$$

où \vec{r} représente le vecteur position et les \vec{A} représentent les amplitudes des ondes. On peut montrer que les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique des ondes sont continues entre deux milieux électriques (cf. « Manuel d'optique » de G. Chartier[17]). On a donc :

$$\left[\vec{E}_t(0^-, y, z) \right]_{tan} = \left[\vec{E}_i(0^+, y, z) \right]_{tan} + \left[\vec{E}_r(0^+, y, z) \right]_{tan} \quad (2.83)$$

ce qui donne une fois développé :

$$A_i e^{-j(k_{iy}y + k_{iz}z)} + A_r e^{-j(k_{ry}y + k_{rz}z)} = A_t e^{-j(k_{ty}y + k_{tz}z)} \quad (2.84)$$

La composante temporelle s'élimine du fait que $\omega_i = \omega_r = \omega_t$. Cette relation doit être vérifiée quelque soit x et y , ainsi les arguments des exponentielles doivent être égaux et donc :

$$\begin{aligned}k_{iy} &= k_{ry} = k_{ty} = k_y \\ k_{iz} &= k_{rz} = k_{tz} = k_z\end{aligned}\quad (2.85)$$

En fait, les vecteurs d'ondes ont donc eux aussi une loi de conservation de la composante tangentielle. Il s'agit de la première loi de Snell-Descartes qui stipule que si les deux milieux sont isotropes alors les trois vecteurs d'ondes sont contenus dans un même plan qu'on appelle plan d'incidence (cf. figure 2.19).

En rappelant que $k = 2\pi n \sigma_0$ on obtient donc :

$$n_1 \sin i = n_1 \sin r = n_2 \sin t \quad (2.86)$$

soit :

$$i = r \quad \text{et} \quad n_1 \sin i = n_2 \sin t \quad (2.87)$$

qui sont respectivement les lois de réflexion et de réfraction (seconde loi de Snell-Descartes).

Les formules de Fresnel, qui se déduisent elles aussi de la continuité des composantes tangentielles des ondes, permettent de calculer les valeurs des amplitudes et des phases des ondes transmises et réfléchies. Pour le mode TE on peut montrer [17] que :

$$\begin{aligned}\rho_{TE} &= \frac{n_1 \cos i - n_2 \cos t}{n_1 \cos i + n_2 \cos t} = -\frac{\sin(i-t)}{\sin(i+t)} \\ \tau_{TE} &= \frac{2n_1 \cos i}{n_1 \cos i + n_2 \cos t} = \frac{2 \sin t \cos i}{\sin(i+t)}\end{aligned}\quad (2.88)$$

où ρ est le coefficient de réflexion de l'onde et τ le coefficient de transmission.

Pour le mode TM on peut montrer que :

$$\begin{aligned}\rho_{TM} &= \frac{n_1 \cos t - n_2 \cos i}{n_1 \cos t + n_2 \cos i} = -\frac{\tan(i-t)}{\tan(i+t)} \\ \tau_{TM} &= \frac{2n_2 \cos i}{n_1 \cos t + n_2 \cos i} = \frac{2 \sin t \cos i}{\sin(i+t) \cos(i-t)}\end{aligned}\quad (2.89)$$

Le signe du coefficient de réflexion joue un rôle important puisqu'il correspond au changement de phase lors de la réflexion (π si ρ est négatif et 0 si il est positif). Pour une incidence normale on constate que si l'on passe d'un milieu moins réfringent vers un milieu plus réfringent alors il y a un déphasage de π lors de la réflexion, et qu'il n'y a pas de déphasage dans le cas inverse.

2.3.2.2 La réflexion totale et l'onde évanescente

Les deux lois introduites dans le paragraphe précédent permettent d'introduire la réflexion totale. En effet, dans le cas où l'on passe d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent (*ie.* $n_1 > n_2$) alors il existe un angle limite tel que $n_1 \sin i / n_2 = 1$. Dans ce cas on a :

$$\sin i_{\text{limite}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.90)$$

Pour tout angle i supérieur à i_{limite} il n'existe pas de solution réelle pour t , ainsi, l'onde est totalement réfléchiée pour tout angle d'incidence supérieur à cet angle limite. C'est grâce à cette réflexion totale que l'on peut contenir la lumière dans un guide d'onde.

Pour introduire la notion d'onde évanescente il convient d'examiner la forme de l'onde dans le second milieu lorsqu'on se trouve dans les conditions de réflexion totale. On peut toujours appliquer les lois de Snell-Descartes, néanmoins $n_1 \sin i / n_2$ étant plus grand que 1, on obtient une valeur imaginaire pure pour le cosinus de t :

$$\cos t = 1 - \sin^2 t = \pm j \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin i\right)^2 - 1} \quad (2.91)$$

Finalement, on obtient donc une équation complexe pour le vecteur d'onde dans le milieu 2 projeté sur le plan d'incidence :

$$\vec{k}_t = 2\pi n_2 \sigma_0 \left(\pm j \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin i\right)^2 - 1} \vec{x}' + \frac{n_1}{n_2} \sin i \vec{z}' \right) \quad (2.92)$$

En reportant cette équation dans la formule 2.82, l'onde plane transmise s'écrit :

$$E_t(r, t) = A_t e^{\pm k_{tx'} x'} e^{-jk_{tz'} z'} \quad (2.93)$$

où $k_{tx'} = 2\pi n_2 \sigma_0 \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin i\right)^2 - 1}$ et $k_{tz'} = 2\pi n_2 \sigma_0 \frac{n_1}{n_2} \sin i$. Ainsi, on peut remarquer que plus n_1 et n_2 sont proches, plus l'onde évanescente pénètre dans le milieu 2. La détermination de la valeur de A_t ne pose pas de problème particulier. En effet, elle est déterminée par les conditions de raccordement et est proportionnelle à l'amplitude de l'onde incidente. Afin de lever l'incertitude sur le \pm il convient juste d'avoir une approche physique du problème. Le champ électrique ne pouvant tendre vers l'infini suivant la direction x' , la seule solution physiquement acceptable correspond donc à choisir la solution en décroissance exponentielle (avec un signe plus dans notre exemple cf. figure 2.20). Dès lors on peut remarquer que malgré la réflexion totale à l'interface des deux milieux diélectriques, le champ électromagnétique n'est pas nul dans le second milieu. Il convient tout de même de souligner que le flux d'énergie est dirigé uniquement suivant l'axe y' et non plus x' et z' (axes de propagation) comme l'onde incidente.

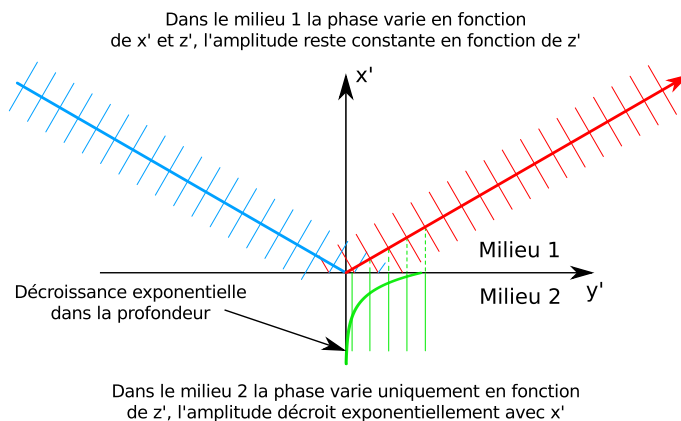


FIGURE 2.20 – Réflexion totale d'une onde à l'interface de deux milieux diélectriques

Les traits fins perpendiculaires aux rayons représentent les plans d'ondes.

Dans le cas de la réflexion totale on peut toujours utiliser les formules de Fresnel. Néanmoins, dans ce cas on trouve [17] des valeurs complexes de

modules unités pour les coefficients ρ_{TE} et ρ_{TM} . On trouve pour le mode TE :

$$\rho_{TE} = \frac{1 - j\epsilon \frac{\delta}{\gamma} \tan i}{1 + j\epsilon \frac{\delta}{\gamma} \tan i} = e^{-j\Phi_{TE}} \quad (2.94)$$

où $\gamma = \sin t = n_1 \sin i / n_2 > 1$, $j\epsilon\delta = \pm j\sqrt{\gamma^2 - 1} = \cos t$ et $\tan(\Phi_{TE}/2) = \epsilon\delta \tan i / \gamma$. Pour le mode TM les équations sont quelque peu plus compliquées :

$$\rho_{TE} = \frac{\left(1 - j\frac{\delta}{\gamma \tan i}\right) \left(1 + j\epsilon \frac{\gamma}{\delta} \tan i\right)}{\left(1 + j\frac{\delta}{\gamma \tan i}\right) \left(1 - j\epsilon \frac{\gamma}{\delta} \tan i\right)} = e^{-j\Phi_{TM}} \quad (2.95)$$

2.3.2.3 La détection évanescente

Comme nous l'avons vu précédemment à l'occasion d'une réflexion totale à l'interface de deux milieux diélectriques, une onde évanescente d'amplitude proportionnelle à l'amplitude de l'onde incidente se forme malgré tout dans le milieu de plus bas indice. Nous avons aussi vu que cette onde se propage uniquement de manière parallèle à l'interface et est exponentiellement décroissante dans la direction normale à l'interface. Il résulte de cela qu'elle est uniquement détectable à des distances de l'ordre de quelques longueurs d'onde (intensité divisée par environ 600 à une longueur d'onde dans le cas d'une réflexion vitreuse, et par 2 dans le cas d'un contraste d'indice de seulement 0,01).

Le principe de la détection évanescente se base sur la détection de l'onde évanescente en plaçant à proximité de l'interface dans le milieu de plus bas indice :

- soit un détecteur nanoscopique ;
- soit un nano-plot diffusif que l'on couple à un détecteur macroscopique.

Les nano-plots diffusifs ont en fait pour effet de rendre l'onde évanescente propagative dans la direction normale à l'interface (elle est diffusée). Comme nous le verrons plus tard, en pilotant la distance entre le détecteur ou le plot et l'interface, on peut choisir l'efficacité de la détection. C'est un paramètre assez important dans le cas de SWIFTS car on veut détecter l'onde stationnaire qui se crée à l'intérieur d'un guide d'onde. Pour cela il faut doser précisément la quantité d'énergie prélevée. En effet, il faut d'une part détecter l'interférogramme, et d'autre part faire attention de ne pas trop atténuer les ondes propagatives et contre-propagatives car on risquerait alors de « tuer » le phénomène d'interférences.

2.3.2.4 Les conditions de guidage : modes et ouverture numérique

L'étude de guides d'onde confinés, c'est-à-dire de guides infinis dans une seule direction, est relativement complexe. Néanmoins l'étude du guide d'onde planaire à saut d'indice est assez simple et permet d'introduire les notions nécessaires à la compréhension de l'optique intégrée. C'est pourquoi nous allons brièvement étudier les propriétés d'un guide plan. Un guide plan, comme on peut le voir sur la figure 2.21 est composé de trois couches de milieux diélectriques :

- le substrat ;
- le cœur ;
- le superstrat.

Pour réaliser cette étude introductive, nous utilisons la théorie dite des rayons. Bien que les dimensions d'un guide d'onde soient comparables à l'ordre de grandeur des longueurs d'onde, on peut obtenir les principales propriétés d'un guide plan à l'aide de l'optique géométrique. La première condition nécessaire au guidage est la réflexion totale sur les deux dioptries limitant le guide plan. Il faut donc que :

$$\sin i \geq \frac{n_1}{n_2} \quad \text{et} \quad \sin i \geq \frac{n_1}{n_3} \quad (2.96)$$

La seconde condition est que les différents rayons parallèles doivent appartenir à la même onde plane dont les plans d'onde sont orthogonaux au vecteur d'onde de ces rayons. Ainsi, les déphasages après deux réflexions doivent être égaux à un multiple de 2π . Les déphasages sont dus d'une part au chemin optique (OP sur la figure 2.21) et d'autre part au déphasage des réflexions (formules de Fresnel). Ainsi cette deuxième condition se définit par l'équation suivante :

$$2\pi n_2 e \sigma \cos i + \Phi_{21} + \Phi_{23} = 2p\pi \quad (2.97)$$

où e est l'épaisseur du guide et p un nombre entier quelconque.

Structure des modes guidés

Dans le cas où il existe des solutions réelles pour i à l'équation précédente on dit qu'il existe des modes guidés. On peut écrire le champ électromagnétique de ces modes sous la forme suivante :

$$E(x, y, z, t) = A(x, y) e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.98)$$

Ainsi un mode guidé peut se modéliser comme une onde progressive. Il est à noter qu'à cause des ondes évanescentes $E(x, y, z)$ n'est pas forcément nul en dehors du guide, ainsi une partie de l'énergie guidée circule en dehors du guide ; c'est cette énergie que l'on vient détecter lors de la détection évanescente.

La théorie des rayons ne permet pas de calculer la forme des modes guidés. Dans le cas des guides plans, il existe des solutions analytiques ; par contre dans le cas de guides confinés, il n'existe que des solutions numériques qui peuvent être calculées grâce aux méthodes que nous introduirons dans le chapitre suivant.

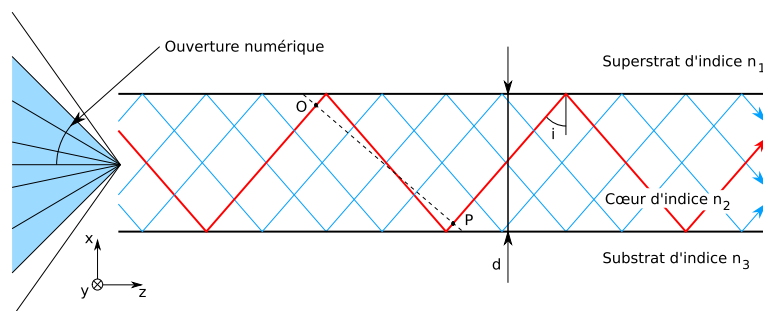


FIGURE 2.21 – Schéma d'un guide planaire

Modes des guides

L'équation précédente permet de déterminer les angles pour lesquels il y a un effet de guidage. Pour un guide caractérisé par des indices n_1 , n_2 et n_3 et par une épaisseur d donnée on peut déterminer pour le nombre d'onde σ_0 s'il existe zéro, une ou plusieurs solutions à l'équation 2.97. Dans le cas où il n'y a pas de solution, le nombre d'onde est inférieur à un nombre d'onde minimal nommé nombre d'onde de coupure σ_c . Il s'agit d'une caractéristique importante du guide. Dans le cas où il n'y a qu'une seule solution pour $p = 0$ on dit que le guide est monomode et il n'y a qu'un seul angle qui permet le guidage. Dans le cas où il y a plusieurs solutions le guide est dit multimode et chaque solution correspond à un mode différent.

Dans le cadre d'un guide droit, les modes que nous venons de définir sont des solutions de guidages orthogonales entre elles dans le cas où le guide n'a pas de perte. C'est-à-dire que les ondes guidées dans les différents modes n'interfèrent pas entre elles et peuvent être modélisées indépendamment. Même dans les cas où nous prendrons en compte les pertes des guides nous considérerons que l'orthogonalité des modes est respectée.

Biréfringence

Lors d'une réflexion totale ou partielle sur un dioptre, seuls les faisceaux polarisés TE ou TM conservent leur polarisation. Ainsi, chacun des modes décrits dans le paragraphe précédent existe à la fois pour la polarisation TE et la TM. Néanmoins, du fait que le déphasage subit par l'onde réfléchie lors d'une réflexion totale n'est pas le même pour les deux polarisations, il existe pour chaque valeur de p deux solutions distinctes, une pour la polarisation TE et l'autre pour la TM.

Indice effectif

Pour chaque couple mode/polarisation il existe une valeur notée n_{eff} de l'indice de réfraction « vu » par l'onde guidée dans ce mode. Cet indice effectif est compris entre les valeurs de l'indice du guide et du superstrat ou substrat.

Ouverture numérique

Bien que nous ayons considéré qu'un guide d'onde plan est infini suivant les axes z et y , un guide présente toujours une face d'entrée par laquelle on peut injecter de la lumière. On appelle ouverture numérique l'angle maximum à l'intérieur duquel un rayon lumineux doit impérativement se trouver pour pouvoir être guidé. Cet angle est donné de manière approximative grâce à l'angle critique de réflexion totale :

$$\sin(ON) \approx \sqrt{n_2^2 - \max(n_1, n_3)^2} \quad (2.99)$$

2.4 Les deux types de SWIFTS : les modes Lippmann et Gabor

2.4.1 Principe de base de SWIFTS

Le principe de base de SWIFTS est donc l'application de la photographie de Lippmann à l'optique guidée. Il se base sur la détection par une collection de nano-détecteurs de l'onde évanescente d'une onde stationnaire créée dans un guide optique.

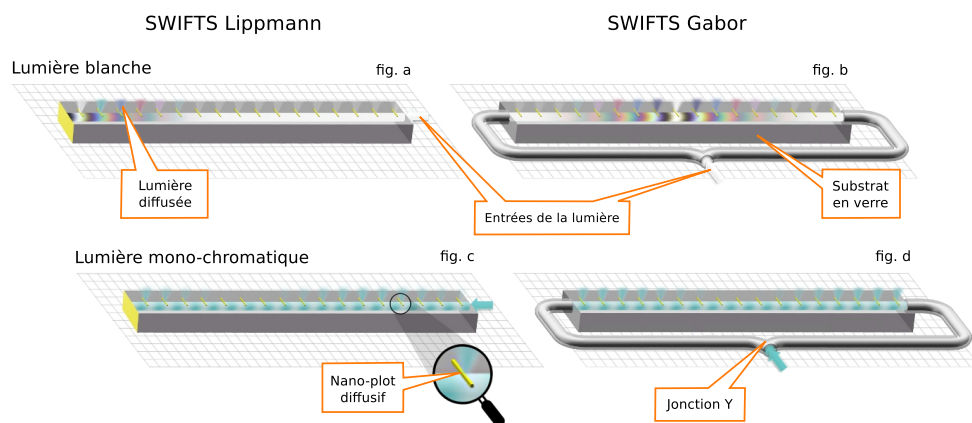


FIGURE 2.22 – Vue schématique des SWIFTS Lippmann et Gabor

Des nanodétecteurs sont placés dans le champ évanescent du guide d'onde. Chaque détecteur échantillonne l'onde stationnaire en prélevant une petite partie de celle-ci sur une distance plus petite que la taille des franges d'interférences.

Une onde stationnaire peut être obtenue à l'intérieur d'un guide d'onde

de deux manières différentes :

- en plaçant un miroir au bout d'un guide d'onde ;
- en divisant en deux le flux lumineux couplé à l'intérieur d'un guide d'onde et en les injectant de part et d'autre d'un guide d'onde.

Ces manières d'obtenir des ondes stationnaires sont à l'origine de deux modes de fonctionnement des SWIFTS :

- un fonctionnant en mode contra-propagatif : le SWIFTS Gabor⁵ ;
- un fonctionnant en mode réfléchitif : le SWIFTS Lippmann.

En se rapportant à la figure 2.22-a, la lumière est introduite par la face d'entrée dans un guide d'onde monomode fermé par un miroir, l'onde en se réfléchissant sur le miroir donne naissance à une onde stationnaire. On place des détecteurs dans le champ évanescent qui ne vont prélever qu'une partie de l'énergie présente dans le guide. Une détection « marginale » s'opère ainsi et permet de venir échantillonner l'onde stationnaire pour peu qu'on ait des détecteurs suffisamment petits par rapport au quart de la longueur d'onde dans le milieu en question. En première approximation, on peut faire abstraction de la perturbation introduite par les détecteurs sur le champ dans le guide, ainsi on obtient l'équivalent d'un interféromètre à deux ondes. Ce principe agit donc comme un spectrographe à transformée de Fourier parallèle, c'est-à-dire qu'aucun élément mobile n'est nécessaire pour reconstruire le spectre. Un corollaire de cette technique est sa taille minimisée. Une fibre optique munie de détecteurs tous les 100 nanomètres sur une longueur de 1 cm donnerait un pouvoir de résolution de l'ordre de 40 000 à 600 nm (soit une résolution de 0.015 nm). Sur les figure 2.22-b et d on peut voir la même chose mais dans le cas d'un SWIFTS Gabor.

2.4.1.1 Le sous échantillonnage

L'état de l'art des technologies optiques n'offre pas beaucoup de possibilités concernant des détecteurs suffisamment petits (*ie.* plus petit que 1/6 des franges d'interférences), et les rares solutions sont souvent difficiles à mettre en œuvre. Par exemple, le détecteur de type SSPD (pour *Superconducting Single Photon Detector* [50]) qui est une des solutions identifiées ne fonctionne qu'à de très basses températures ($T < 4$ K). C'est pourquoi nous avons choisi de remplacer les nano-détecteurs nécessaires à SWIFTS par des plots diffusifs qui permettent de découpler une petite partie de l'onde évanescente. Cette onde lumineuse diffusée est ensuite détectée à l'aide de détecteurs optiques classiques (*ie.* CCD ou CMOS) qui sont collés sur le substrat des guides. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle implique un sous-échantillonnage de l'interférogramme et donc limite la bande spectrale accessible (*cf.* théorème 2.3). Pour donner un ordre de grandeur, la bande spectrale accessible dans le cas d'une onde stationnaire de nombre

5. Le nom de Gabor est donné en hommage à la technique d'holographie avec un miroir qu'il a développé.

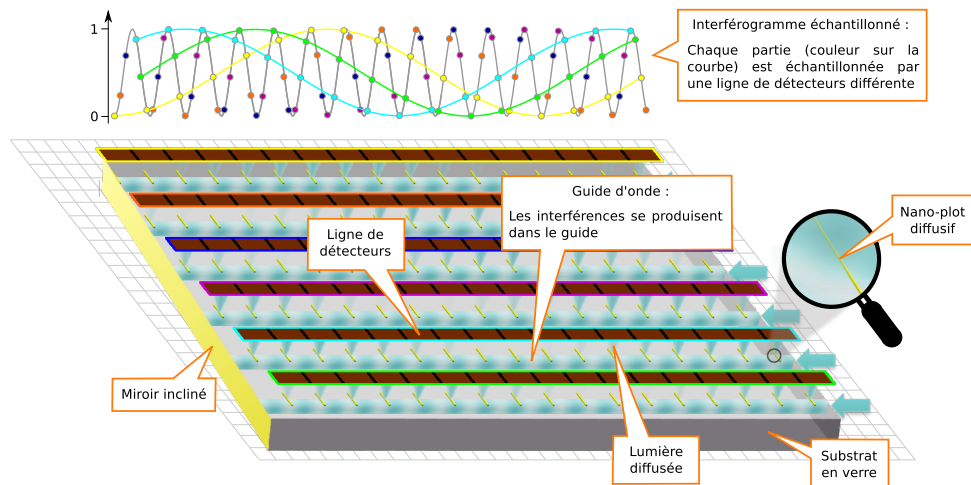


FIGURE 2.23 – Vue schématique d'un SWIFTS Lippmann

La même lumière est injectée dans chacun des guides et grâce au miroir incliné la phase de chaque onde stationnaire est décalée et donc chaque ligne de détecteurs échantillonne une partie différente de l'interférogramme.

d'onde maximum $\sigma_0 = 20000 \text{ cm}^{-1}$ (500 nm) sous-échantillonnée tous les $14 \mu\text{m}$ est de seulement 357 cm^{-1} (9 nm)). Le sous-échantillonnage est donc un problème particulièrement limitant. Deux solutions ont été imaginées. Les deux sont applicables aussi bien au mode Gabor qu'au mode Lippmann :

- le multiplex spatial ;
- le multiplex temporel.

2.4.2 SWIFTS Lippmann - multiplex spatial

Le multiplex spatial est réalisé en ajoutant des détecteurs supplémentaires. En fait, SWIFTS se base sur le multiplex spatial en échantillonnant en parallèle l'onde stationnaire à différents endroits. Concrètement dans le cas du SWIFTS Lippmann, il faut séparer le flux lumineux guidé vers plusieurs guides d'onde en parallèle qui doivent sous-échantillonner chacun une partie différente de l'onde stationnaire. Comme on peut le voir sur la figure 2.23 c'est grâce à un miroir incliné que l'on obtient le fait que chaque guide échantillonne une partie différente de l'interférogramme (*ie.* la position de la collection de plots diffusifs par rapport au miroir étant liée au numéro du guide, on introduit un déphasage d'un guide à l'autre). Cette solution a l'avantage de permettre d'augmenter l'étendue optique utile (*ie.* permet d'augmenter la puissance admissible dans le système).

2.4.3 SWIFTS Gabor - multiplex temporel

Le multiplex temporel consiste à balayer l'interférogramme. On fait « bouger » dans le temps l'interférogramme d'une distance inter-plot grâce à un actuateur optique. Ainsi à chaque pas on échantillonne une partie

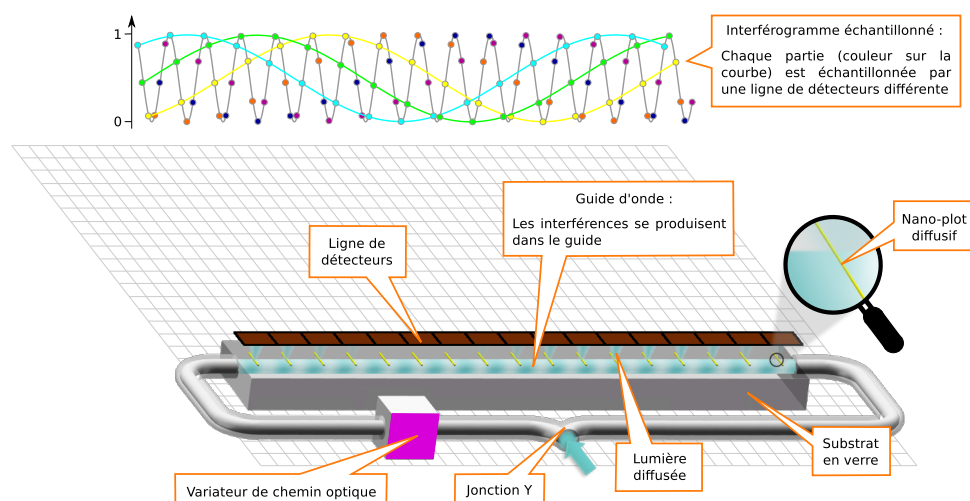


FIGURE 2.24 – Vue schématique d'un SWIFTS Gabor

La lumière est divisée en deux parties égales et introduite à chaque bout d'un guide d'onde. Grâce à une modulation temporelle du chemin optique l'interférogramme peut être totalement échantillonné.

différente de l'interférogramme. Le pas de balayage pilote directement la bande spectrale accessible, ce qui laisse une marge de manœuvre de plus par rapport au multiplex spatial (*ie.* on peut choisir soit de prendre plus de temps et de couvrir une bande spectrale plus large, soit de restreindre la bande spectrale et de limiter ainsi le temps d'intégration).

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre introductif à la spectrométrie par mesure de cohérence temporelle et à SWIFTS, nous avons tout d'abord introduit le phénomène d'interférence puis son application à la spectrométrie de Fourier. Nous avons aussi pu voir quelles sont les limitations classiques des FTS. Ensuite, nous avons présenté l'optique guidée et la transposition du principe des plaques photographiques de Lippmann à celle-ci. Pour cela nous avons introduit la détection évanescente, détection qui est à la base de SWIFTS. Enfin, nous avons introduit brièvement les modes de fonctionnement des SWIFTS Lippmann et Gabor.

Maintenant que les notions nécessaires à la compréhension de SWIFTS et de sa modélisation ont été présentées, nous pouvons passer au chapitre suivant qui traitera de la modélisation de SWIFTS et de la prévision de ses caractéristiques compte tenu des technologies utilisées. Bien que l'étude menée dans cette thèse puisse facilement être transposée au mode Lippmann, l'objet premier était l'étude et la réalisation d'un SWIFTS Gabor - multiplex temporel sur substrat de verre.

MODÉLISATION D'UN SPECTROMÈTRE SWIFTS GABOR

3

SOMMAIRE

3.1	MODÉLISATION SIMPLIFIÉE D'UNE STRUCTURE IDÉALE	67
3.1.1	Géométrie du problème	67
3.1.2	Expression de la figure d'interférences	68
3.1.3	Caractéristiques idéales	70
3.2	MODÉLISATION SIMPLIFIÉE INTÉGRANT DES IMPERFECTIONS	74
3.2.1	Pertes de guidage	74
3.2.2	Déphasage par le plot de l'onde transmise et in-homogénéité de l'indice effectif du guide	75
3.2.3	Stabilité en température	76
3.2.4	Erreur sur la position des pas d'échantillonnage	79
3.2.5	Multimodicité et polarisation de la source	84
3.2.6	Taille et forme non-uniforme des nano-plots	86
3.2.7	Effets des réflexions internes	88
3.3	CONCLUSIONS SUR LE MODÈLE SIMPLIFIÉ	91
3.3.1	Expression générale de la figure d'interférences	91
3.3.2	Limites du modèle simplifié	92
3.4	MODÉLISATION DE LA DÉTECTION ÉVANESCENTE	92
3.4.1	Choix de la méthode	93
3.4.2	Description générale de la méthode	96
3.4.3	Utilisation de l'AFMM pour le choix du matériau des nano- plots	96
3.4.4	Conclusions sur l'AFMM	98
3.5	MODÉLISATION MATRICIELLE	99
3.5.1	Présentation de la modélisation matricielle d'un plot	99
3.5.2	Présentation de la modélisation matricielle d'un SWIFTS complet	103
3.5.3	Utilisation de la modélisation matricielle dans le cas d'un SWIFTS idéal	104
3.5.4	Comparaison avec l'AFMM	106

3.5.5	Étude du phénomène des réflexions de Bragg grâce au modèle matriciel idéal	108
3.5.6	Modélisation des imperfections	115
3.6	CONCLUSIONS SUR LE MODÈLE MATRICIEL	117
3.6.1	Limites du modèle matriciel	117
	CONCLUSION	117
	Perspectives	118

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté le concept de SWIFTS et la théorie afférente à la spectrométrie interférentielle. Nous avons vu que, compte tenu des technologies existantes, SWIFTS en mode Gabor multiplex temporel est composé d'une jonction Y, de plusieurs sections de guides courbes, d'un variateur d'OPD et d'un ensemble de nano-plots interagissants avec une section de guide optique droit couplée à une série de détecteurs. Ces quatre éléments à la base de SWIFTS peuvent être modélisés de manière indépendante. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la modélisation du cœur de SWIFTS, c'est-à-dire un guide optique droit couplé à une série de détecteurs. Cette modélisation est valable quelque soit le type de détection utilisé (*ie.* nano-plots ou nano-détecteurs), néanmoins par la suite nous n'utiliserons plus que le terme de plot diffusif.

Nous commençons par présenter une modélisation simplifiée d'un SWIFTS Gabor. Avec cette modélisation, nous étudierons dans un premier temps une structure idéale puis dans un second temps une structure pourvue de défauts. Cette modélisation assez simple du point de vue physique nous sert avant tout à mieux appréhender les conséquences des défauts et surtout à quantifier certaines contraintes. Dans une seconde partie, nous présentons la modélisation complète de l'interaction d'un nano-plot avec une section de guide droit développée au sein de l'IMEP¹. Nous verrons que, même si cette méthode est indispensable au calcul de l'interaction entre le nano-plot et sa section de guide, celle-ci est très gourmande en temps de calcul ; ceci rendant cette méthode inadaptée à la modélisation d'un SWIFTS complet (environ 1000 plots) nous introduisons ensuite une technique originale nous permettant de modéliser l'ensemble de plots. Cette modélisation nous permettra notamment de faire apparaître un phénomène de réflexion interne qui, étant donné la périodicité des plots, conduira à un phénomène de réflexions de Bragg.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent les réponses pour chaque cas particulier (un nombre d'onde, une polarisation et un mode de guidage) sont indépendantes les unes des autres. Ainsi dans tout ce chapitre les modélisations introduites seront pour un cas particulier, c'est-à-dire une

1. Institut de Microélectronique Électromagnétisme et Photonique

lumière monochromatique polarisée soit TE soit TM, et guidée dans un seul mode. Dans les cas où nous étudierons une lumière plus générale, nous n'aurons qu'à faire la somme des modélisations des cas particuliers.

3.1 Modélisation simplifiée d'une structure idéale

Dans ce sous-chapitre nous allons introduire une modélisation simplifiée d'un SWIFTS Gabor. Cette modélisation est dite simplifiée car elle néglige les phénomènes de réflexions internes (cf. § 3.3.2) et assimile un nano-plot diffusif à un diviseur d'amplitude. Comme nous le verrons ces réflexions (cf. § 3.5.5) ont un effet très localisé sur le spectre, ainsi cette modélisation reste réaliste pour la plupart des cas et nous permet de calculer les grandes caractéristiques d'un SWIFTS. L'analyse qui suit est un approfondissement de la modélisation qui a été introduite par le Coarer *et al.* [44, 51].

Dans ce sous-chapitre nous introduisons donc ce qu'est une structure idéale de SWIFTS Gabor et ensuite nous analysons la réponse de ce SWIFTS idéal.

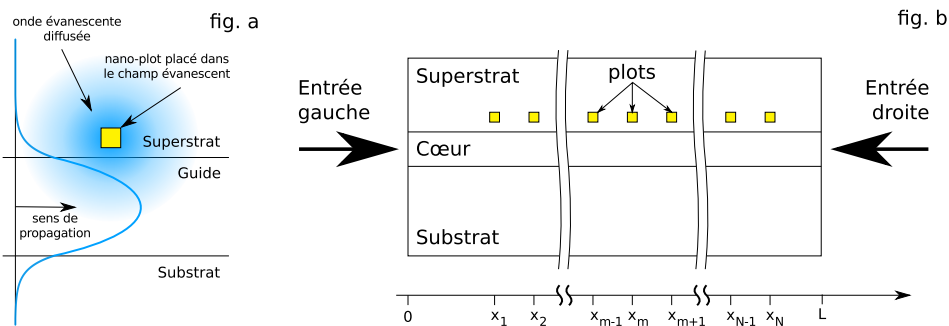


FIGURE 3.1 – Schéma de la détection évanescente appliquée à un SWIFTS Gabor

- fig. a : le nano-plot placé dans le champ évanescent crée une discontinuité de l'indice et provoque la diffusion de l'onde évanescente ;
- fig. b : élément de base d'un SWIFTS Gabor : un guide avec ses plots.

3.1.1 Géométrie du problème

Une structure idéale de SWIFTS Gabor (idem pour un SWIFTS Lippmann) est constituée d'une portion de guide droit associée à une collection de nano-plots diffusifs. Nous adopterons la notation de la figure 3.1, ainsi l'onde propagative sera l'onde venant de gauche et allant vers les x croissants, et l'onde contrapropagative sera l'onde venant de droite. De plus, l'origine de l'axe x est positionnée sur l'entrée gauche du guide.

Dans le cas idéal, les nano-plots sont infiniment petits et sont tous identiques. Ainsi les plots agissent comme un échantillonnage par des impulsions de Dirac. De plus, ces nano-plots sont répartis de manière uniforme. C'est-à-dire que la distance entre un plot et ses voisins (notée Δx) est la même quel que soit le plot, ainsi la position du plot numéro m est donnée

par l'équation suivante :

$$x_m = x_1 + (m - 1)\Delta x \quad (3.1)$$

Le guide est quant à lui considéré comme isotrope, c'est-à-dire que les indices du substrat, du superstrat et du cœur sont constants, et sans perte de guidage. Ainsi l'indice effectif du guide (noté n_g) est réel.

3.1.2 Expression de la figure d'interférences

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent une onde guidée peut être modélisée par une onde uniquement progressive dans une direction. Ceci nous permettra de modéliser le phénomène d'interférences siégeant dans le guide comme un phénomène d'interférences d'ondes planes.

Tout d'abord intéressons nous à la modélisation d'un plot unique. En première approximation, on peut considérer que le plot agit comme un extracteur d'énergie. Si nous prenons pour hypothèse qu'il n'y a pas d'énergie réfléchie ou recouplée, pour modéliser un plot diffusif, on peut considérer que pour une onde incidente on obtient uniquement une onde transmise dans le guide et une onde détectée. En écrivant la loi de conservation de l'énergie, on obtient donc :

$$n_g E_i(m, t)^2 = n_s E_d(m, t)^2 + n_g E_t(m, t)^2 \quad (3.2)$$

où m est le numéro du plot, n_g l'indice du guide et n_s l'indice du superstrat. En définissant le facteur de diffusion η comme suit :

$$\eta = \frac{n_s E_d^2}{n_g E_i^2} \quad (3.3)$$

on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned} E_d(m, t) &= \sqrt{\frac{n_g}{n_s} \eta} E_i(m, t) \\ E_t(m, t) &= \sqrt{1 - \eta} E_i(m, t) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Finalement, si on dispose N plots aux positions x_m (m allant de 1 à N comme sur la figure 3.1-b) on va obtenir l'onde transmise suivante :

$$E_t(m, t) = (1 - \eta)^{m/2} E_i(m, t) \quad (3.5)$$

où i est le numéro du plot. Dans le cas où l'on injecte de part et d'autre les deux ondes suivantes dans un SWIFTS Gabor :

$$\begin{aligned} E_g(0, t) &= A_g e^{j(\omega t + \phi_g)} \\ E_d(L, t) &= A_d e^{j(\omega t + \phi_d)} \end{aligned} \quad (3.6)$$

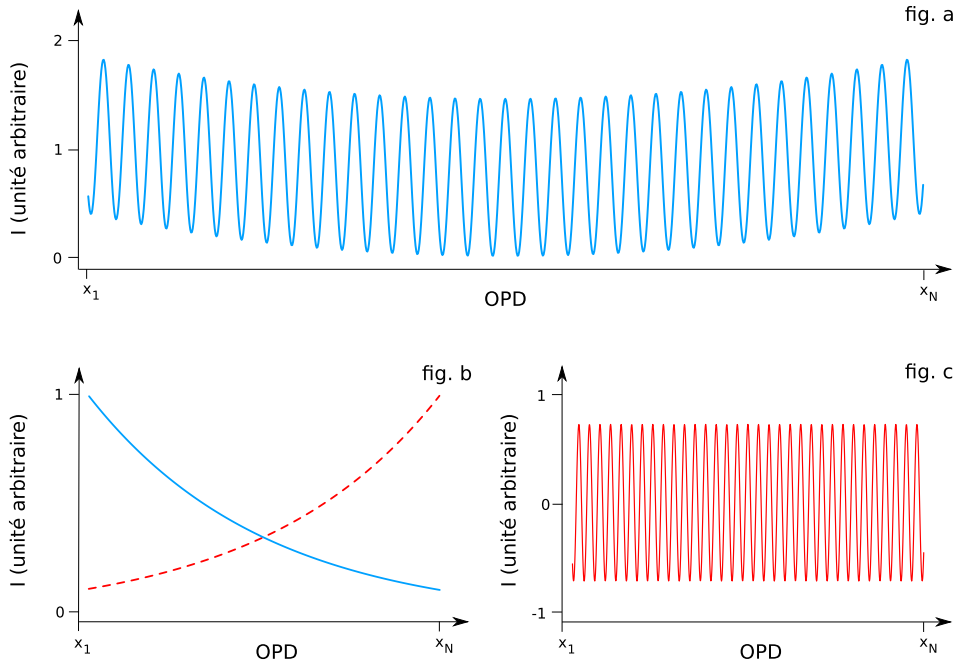


FIGURE 3.2 – Réponse d'un SWIFTS Gabor idéal

- fig. a : intensité mesurée, donnée par l'équation 3.7, dans le cas où le pas entre deux mesures est de $14 \mu\text{m}$, l'indice du guide 1,5 et le nombre d'onde $20\,005 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 14\,000 \times 1,5/42,01 \text{ nm}$);
- fig. b : intensité de l'onde propagative (trait plein bleu) en forme d'exponentielle décroissante ($A_g^2 (1 - \eta)^m$ dans l'équation 3.7) et de l'onde contrapropagative (trait pointillé rouge) en forme d'exponentielle croissante ($A_d^2 (1 - \eta)^{N-m}$ dans l'équation 3.7), la somme des deux est un cosinus hyperbolique;
- fig. c : intensité des interférences, le contraste reste constant malgré la variation de l'intensité moyenne en fonction de l'OPD ($2A_d A_g (1 - \eta)^{N/2}$ dans l'équation 3.7).

où l'indice g correspond à l'onde injectée à gauche et d à droite, à l'intérieur du SWIFTS on obtient la figure d'interférences suivante :

$$I(m) = A_g^2 (1 - \eta)^m + A_d^2 (1 - \eta)^{N-m} + 2A_d A_g (1 - \eta)^{N/2} \cos(k(2(x_1 + m\Delta x) - L) + \phi_d - \phi_g) \quad (3.7)$$

Comme on peut le voir sur la figure 3.2 on obtient un fond continu en forme de cosinus hyperbolique et une partie variable de contraste constant. Ce cosinus hyperbolique est finalement assez intuitif, puisqu'il représente les pertes d'énergie guidée provoquées par la diffusion par les plots. En outre, il peut être mis en évidence dans les équations. En effet, en remarquant que $A^m = e^{m \ln A}$ et que $Ae^{-x} + Be^x = 2\sqrt{AB} \cosh(x + \ln(\sqrt{A/B}))$, l'équation

3.7 peut être ré-écrite de la manière suivante :

$$\frac{I(m)}{I_f} = \cosh((m - N/2) \ln(1 - \eta) + \ln(A_g/A_d)) + \cos(k(2(x_1 + m\Delta x) - L) + \phi_d - \phi_g) \quad (3.8)$$

où $I_f = 2A_gA_d(1 - \eta)^{N/2}$ est l'intensité des franges d'interférences. Ainsi l'équation de la réponse d'un SWIFTS idéal est très similaire à un interféromètre à division d'amplitude classique (cf. § 2.4). La principale différence est donc dans la forme du fond continu : dans le cas classique, il s'agit d'une fonction constante alors que dans le cas de SWIFTS il s'agit d'un cosinus hyperbolique. On peut tout de même remarquer que l'équation 3.8 tend vers celle du cas classique lorsque η tend vers zéro. Ceci est tout à fait logique, puisque ce cas particulier de SWIFTS correspond au cas classique d'interférences sans perte d'énergie le long de la propagation.

3.1.3 Caractéristiques idéales

L'intensité mesurée valant quant à elle $I_{mes} = \eta I$, le contraste des interférences mesurées est donc égal à :

$$C(\eta) = 2A_gA_d\eta(1 - \eta)^{N/2} \quad (3.9)$$

En utilisant cette dernière relation on peut calculer la valeur optimale de η , valeur que l'on notera η_o . En effet, comme on peut le voir sur la figure 3.3-a il existe une valeur de η qui permet de maximiser l'énergie contenue dans les interférences.

$$\begin{aligned} \left. \frac{dC(\eta)}{d\eta} \right|_{\eta_o} &= 0 \\ (1 - \eta_o)^{N/2} &= \frac{N}{2}\eta_o(1 - \eta_o)^{N/2-1} \\ \eta_o &= \frac{2}{N+2} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Tout d'abord on peut remarquer que η_o est uniquement fonction du nombre de nano-plots diffusifs et est donc indépendant de A_g et de A_d . On peut montrer que le contraste est maximal pour le cas où $A_g = A_d$ ce qui paraît logique et correspond au cas classique. À partir de ces résultats on peut calculer l'efficacité globale d'un SWIFTS Gabor.

Dans le cas Lippmann on obtient la valeur suivante de η_o (cf. annexe C) :

$$\eta_o = \frac{1}{N+1} \quad (3.11)$$

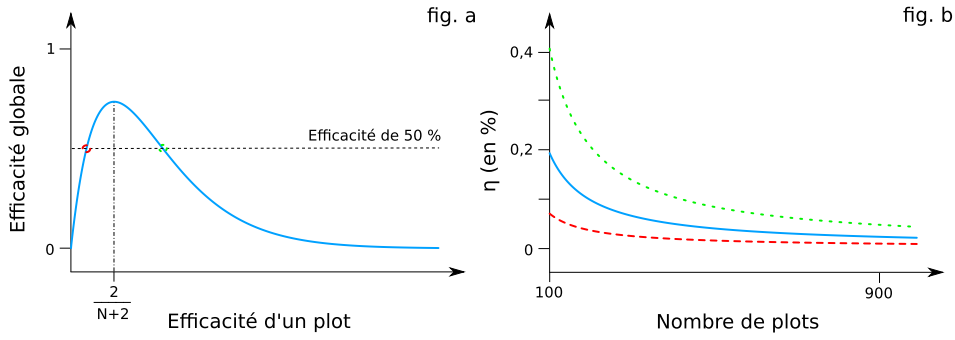


FIGURE 3.3 – Efficacité des nano-plots diffusifs

- fig. a : efficacité globale d'un SWIFTS en fonction l'efficacité d'un plot (donnée par : $\eta_{glob} = N\eta(1-\eta)^{N/2}$);
- fig. b : tolérance vis-à-vis de l'efficacité individuelle des plots, les courbes donnent l'efficacité du plot en fonction du nombre de plots pour les trois cas suivants :
 - courbe en trait plein bleu : η_o optimum ;
 - courbe en pointillé rouge : η_{min} garantissant une efficacité de 50 % ;
 - courbe en point vert : η_{max} garantissant une efficacité de 50 %.

3.1.3.1 Efficacité globale

Étant donné que pour maximiser le contraste des interférences on ne peut pas prélever trop d'énergie, une partie de celle qui est injectée d'un côté du guide ressort donc inévitablement de l'autre côté. Ainsi on peut calculer l'énergie totale détectée dans le cas optimal. Cette énergie correspond en fait à l'énergie injectée moins l'énergie qui ressort à l'autre bout du guide :

$$\begin{aligned}
 \frac{I_d}{I_o} &= \frac{E_g^2(1,t) - E_g^2(N,t) + E_d^2(N,t) - E_d^2(1,t)}{E_g^2(1,t) + E_d^2(N,t)} \\
 &= \frac{(A_g^2 + A_d^2) (1 - (1-\eta)^N)}{A_g^2 + A_d^2} \\
 &= 1 - (1-\eta)^N \tag{3.12}
 \end{aligned}$$

où $E_g^2(1,t)$ est l'énergie injectée du côté gauche et $E_d^2(N,t)$ celle du côté droit, et $E_g^2(N,t)$ est l'énergie ressortant du côté droit et $E_d^2(1,t)$ celle du côté gauche. Dans le cas optimal on obtient :

$$\frac{I_d}{I_o} = 1 - \left(1 - \frac{2}{N+2}\right)^N \tag{3.13}$$

Lorsque N tend vers $+\infty$ alors le rendement théorique optimal est de 86,47 %. De plus on peut aussi calculer la part d'énergie « présente » dans les interférences dans le cas optimal (efficacité globale optimale) :

$$\frac{I_f}{I_o} = \frac{2N}{N+2} \left(1 - \frac{2}{N+2}\right)^{N/2} \tag{3.14}$$

Lorsque N tend vers $+\infty$ alors le rendement théorique optimal pour les interférences, que nous définirons comme étant l'efficacité d'un SWIFTS, est de 73,58 %, soit pratiquement 1,5 fois plus que pour un interféromètre de Michelson (pour mémoire : 50 %).

En résolvant de manière numérique l'équation 3.9 on peut définir un η_{max} et un η_{min} pour garantir une efficacité minimale de 50 %. Comme on peut voir sur la figure 3.3-b, plus le nombre de plots utilisés est élevé plus la fourchette autorisée est étroite. En fait, pour garantir une efficacité d'au moins 50 %, dès que $N > 100$ on obtient comme condition que η soit à peu près compris entre $\eta_0/3$ et $2\eta_0$.

3.1.3.2 Influence du cosinus hyperbolique sur le spectre mesuré

Comme nous l'avons vu, dans le cadre de cette modélisation simplifiée, l'unique différence entre un interférogramme de SWIFTS Gabor et un interférogramme d'un interféromètre à division d'amplitude classique tient à la présence d'un cosinus hyperbolique. Nous allons maintenant regarder si ce cosinus hyperbolique a une incidence quelconque sur le spectre mesuré.

La transformée de Fourier d'un cosinus hyperbolique tronqué dont l'équation est :

$$f(x) = \cosh(x \ln(1 - \eta)) \times \Pi(\delta_{max})$$

est la suivante :

$$\begin{aligned} \tilde{f}(\sigma) = & \frac{2\pi\sigma \sin(2\pi\sigma\delta_{max}) \cosh(\delta_{max} \ln(1 - \eta))}{\ln^2(1 - \eta) + 4\pi^2\sigma^2} \\ & + \frac{\ln(1 - \eta) \cos(2\pi\sigma\delta_{max}) \sinh(\delta_{max} \ln(1 - \eta))}{\ln^2(1 - \eta) + 4\pi^2\sigma^2} \end{aligned} \quad (3.15)$$

Tout d'abord il faut souligner que lorsque η tend vers zéro alors :

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} f(x) = \Pi(\delta_{max}) \quad (3.16)$$

et

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \tilde{f}(\sigma) = \delta_{max} \operatorname{sinc}(2\pi\sigma\delta_{max}) \quad (3.17)$$

Sur la figure 3.4 nous avons représenté la fonction suivante :

$$\log_{10} \left[\frac{\int_{-\sigma_{max}}^{+\sigma_{max}} \tilde{f}(\sigma) d\sigma - \int_{-\sigma_{max}}^{+\sigma_{max}} \delta_{max} \operatorname{sinc}(2\pi\sigma\delta_{max}) d\sigma}{\int_{-\sigma_{max}}^{+\sigma_{max}} \delta_{max} \operatorname{sinc}(2\pi\sigma\delta_{max}) d\sigma} \right] \quad (3.18)$$

qui correspond à la courbe de convergence de $\tilde{f}(\sigma)$ vers $\delta_{max} \operatorname{sinc}(2\pi\sigma\delta_{max})$. On peut donc voir sur cette figure que $\tilde{f}(\sigma)$ tend très rapidement vers $\delta_{max} \operatorname{sinc}(2\pi\sigma\delta_{max})$, ainsi, lorsque l'on prend un nombre de plots de l'ordre du millier les deux courbes sont quasi identiques.

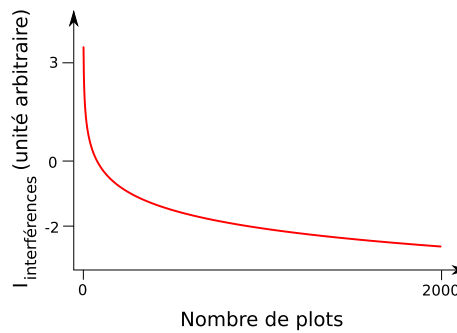


FIGURE 3.4 – Courbe de convergence entre la TF d'un cosinus hyperbolique et un sinus cardinal

Finalement, dans le cas où l'interférogramme est échantillonné sur une longueur supérieure à quelques dizaines de longueurs d'onde, le spectre du cosinus hyperbolique est confiné à proximité immédiate du nombre d'onde nul. On peut donc considérer sans risque que le cosinus hyperbolique n'a strictement aucune influence sur le spectre mesuré. Ainsi, comme dans le cas classique, on définira l'interférogramme comme étant la figure d'interférences moins le fond continu (le cosinus hyperbolique dans le cas d'un SWIFTS).

3.1.3.3 Résolution

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent la résolution est dictée par la longueur de l'interférogramme échantillonné. Dans notre cas l'interférogramme est échantillonné sur $\Delta\delta = (N - 1)\Delta x$ et donc la résolution théorique idéale est de :

$$\delta\sigma = \frac{0,603}{2n\Delta\delta} \quad (3.19)$$

où n est l'indice effectif du mode guidé. Le 2 provient du fait que, comme on observe en fonction de x les interférences de deux ondes contra-propagatives, l'OPD vaut deux fois x .

3.1.3.4 Bande spectrale

Dans la présentation de SWIFTS Gabor nous avons précisé que compte tenu de l'état de l'art des technologies optiques, nous sommes obligés de sous-échantillonner l'interférogramme. Ainsi, dans le cas où l'on n'utilise pas de multiplex temporel la bande spectrale accessible (déterminée à l'aide du théorème de Nyquist-Shannon généralisé (cf. théorème 2.3) est très limitée :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2 \times 2n\Delta x} \quad (3.20)$$

Le coefficient 2 dans l'équation précédente provient du même effet que pour la résolution.

Étant donné que le sous-échantillonnage est très critique en ce qui concerne la bande spectrale accessible, nous avons développé un variateur intégré d'OPD. Comme nous le verrons dans le chapitre réalisation (*cf.* § 4.1.1.3) ce variateur fonctionne en fait sur un principe de thermo-optique et peut être piloté assez finement. Ainsi la question que nous devons nous poser n'est pas quelle bande spectrale nous obtiendrons, mais plutôt compte tenu du spectre que l'on observe quel est le pas d'échantillonnage que nous devons utiliser. Celui-ci est donné par l'équation suivante :

$$p_e = \frac{1}{4n\Delta\sigma} \quad (3.21)$$

3.2 Modélisation simplifiée intégrant des imperfections

Dans la partie précédente nous avons introduit une modélisation idéale d'un SWIFTS Gabor. Grâce à cette modélisation nous avons notamment pu voir, qu'en première approximation, un SWIFTS est très semblable à un interféromètre à deux ondes classique.

Dans cette partie nous allons étudier les effets des imperfections sur le spectre mesuré et les corrections à mettre en œuvre, lorsque celles-ci sont possibles. Nous avons essayé d'être les plus exhaustifs possible quant aux imperfections envisageables. Néanmoins l'étude du bruit n'est pas présentée dans cette partie, celle-ci étant présentée dans le chapitre suivant au cours de l'analyse des performances (*cf.* § 4.4.1). Afin de simplifier les équations, dans le cadre de cette étude nous considérons que les plots sont centrés sur le guide (*ie.* $x_1 = L - x_N$ sur la figure 3.1).

Nous ferons quelques fois des applications numériques ; pour ce faire nous utiliserons les paramètres d'un SWIFTS réaliste suivants :

- indice effectif du guide : $n_o = 1,521$;
- indice du substrat : $n_s = 1,52$;
- nombre de plots : $N = 1024$;
- distance entre deux plots : $\Delta x = 14 \mu m$.

Ce qui nous donne une résolution maximale accessible de $0,14 \text{ cm}^{-1}$ et une bande spectrale de $117,5 \text{ cm}^{-1}$.

3.2.1 Pertes de guidage

Les pertes de guidage dans un guide se modélisent tout simplement par l'apparition d'une partie imaginaire négative dans l'indice effectif du mode guidé. En effet, dans ce cas l'équation de propagation pourra s'écrire de la manière suivante :

$$E(x, t) = E_o e^{2\pi n_i x} e^{j(\omega t - 2\pi n_r x)} \quad (3.22)$$

où n_i est la partie imaginaire de l'indice effectif du mode guidé et n_r la partie réelle. Dans le cas où n_i est négatif on voit bien qu'au fur et à mesure de son déplacement, la lumière va perdre en intensité de manière exponentielle. Ainsi, l'équation précédemment introduite (cf. équation 3.5) de l'onde transmise dans un SWIFTS devient :

$$E_t(m, t) = (1 - \eta)^{m/2} e^{2n_i \pi \sigma m \Delta x} E_i(m, t) \quad (3.23)$$

où n_i est la partie imaginaire de l'indice effectif du mode ($n = n_r - jn_i$). L'expression de la figure d'interférences est donc modifiée. Son équation s'écrit maintenant :

$$\begin{aligned} I(m) = & A_g^2 (1 - \eta)^m e^{2n_i \pi \sigma m \Delta x} + A_d^2 (1 - \eta)^{N-m} e^{2n_i \pi \sigma (L - m \Delta x)} \\ & + 2A_d A_g (1 - \eta)^{N/2} e^{2n_i \pi \sigma L} \cos(k(2(x_1 + m \Delta x) - L) + \phi_d - \phi_g) \end{aligned} \quad (3.24)$$

La principale différence qu'introduisent les pertes de guidage est la baisse du contraste d'un facteur $e^{2n_i \pi \sigma L}$ (avec $n_i < 0$). Néanmoins cette baisse du contraste ne change pas la valeur optimale de η , par contre elle dégrade le rapport signal à bruit.

Dans le cas où les pertes de guidage sont chromatiques le spectre mesuré devra être corrigé d'un facteur $e^{-2n_i(\sigma) \pi \sigma L}$. Ainsi le spectre expérimental s'écrit :

$$B_{\text{expérimental}}(\sigma) = B_{\text{mesuré}}(\sigma) \times e^{-2n_i(\sigma) \pi \sigma L} \quad (3.25)$$

3.2.2 Déphasage par le plot de l'onde transmise et in-homogénéité de l'indice effectif du guide

3.2.2.1 Déphasage par le plot de l'onde transmise

Les plots peuvent avoir un effet de déphasage sur l'onde transmise et sur l'onde diffusée ; c'est-à-dire qu'ils peuvent ajouter une phase quelconque, notée ϕ_t et ϕ_d , à l'onde transmise et à l'onde diffusée. Ainsi, l'équation précédemment introduite (cf. équation 3.5) de l'onde transmise dans un SWIFTS devient :

$$E_t(m, t) = (1 - \eta)^{m/2} e^{j\phi_t m} E_i(m, t) \quad (3.26)$$

L'expression de la figure d'interférences est donc modifiée. Dans le cas où le déphasage induit par chacun des plots est le même, l'équation de la figure d'interférences s'écrit donc :

$$\begin{aligned} I(m) = & A_g^2 (1 - \eta)^m + A_d^2 (1 - \eta)^{N-m} \\ & + 2A_d A_g (1 - \eta)^{N/2} \cos(k(2(x_1 + m \Delta x) - L) + \phi_t(N - 2m) + \phi_d - \phi_g) \end{aligned} \quad (3.27)$$

L'argument du cosinus peut se ré-écrire de la façon suivante :

$$\text{arg} = k(2(x_1 + m(\Delta x - \phi_t/k) - L) + N\phi_t + \phi_d - \phi_g) \quad (3.28)$$

On peut ainsi voir que le déphasage de l'onde transmise par le plot a pour effet de faire varier la distance apparente entre deux plots.

Ceci ne pose pas de problème particulier et est corrigé par une calibration de la position apparente des plots.

3.2.2.2 In-homogénéité de l'indice effectif du guide

Un guide réel n'est pas forcément isotrope. Il peut arriver que l'indice effectif du guide soit variable tout au long de celui-ci. Cela a pour effet d'apériodiser la distance inter-plots. Cela s'apparente tout simplement au problème d'espacement non uniforme des plots que nous étudions dans un des paragraphes suivants (*cf.* § 3.2.4).

3.2.3 Stabilité en température

La température a pour effet de dilater mécaniquement le substrat et aussi de faire varier l'indice effectif. En première approximation ces deux effets peuvent être modélisés comme une variation de l'indice effectif du guide. En effet, les variations de l'indice effectif et des dimensions s'écrivent de la manière suivante :

$$x(T) = f_x(T)x_o \quad \text{et} \quad n(T) = f_n(T)n_o \quad (3.29)$$

La variation équivalente de l'indice effectif s'écrit donc :

$$\begin{aligned} n'x_o &= n(T) * x(T) \\ &= f_n(T)f_x(T)n_o x_o \\ &= (1 + \epsilon(T))n_o x_o \end{aligned}$$

où $\epsilon(T) = f_n(T)f_x(T) - 1$.

3.2.3.1 Instabilité pendant le temps d'intégration

Comme nous l'avons déjà vu, l'intensité mesurée est une valeur moyenne sur le temps d'intégration. Ainsi, dans le cas d'instabilités en température, l'intensité mesurée sera donc altérée par les variations induites de l'indice effectif. En prenant pour hypothèse que les variations de températures sont les mêmes sur tout le guide, alors l'intensité mesurée pour une longueur d'onde monochromatique s'écrit :

$$\begin{aligned} I_{mesurée}(x) &= \int_{t_o - \Delta t/2}^{t_o + \Delta t/2} \cos(2\pi n_o(1 + \epsilon'(t))\sigma_o x) dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_{t_o}(\Delta n) \cos(2\pi(n_o + \Delta n)\sigma_o x) d\Delta n \end{aligned} \quad (3.30)$$

où $\epsilon'(t)$ est une fonction aléatoire à moyenne nulle sur l'intervalle de temps $[t_o - \Delta t/2, t_o + \Delta t/2]$. Cette fonction a pour distribution de probabilité la

fonction $\eta_{t_0}(\Delta n)$ au temps t_0 . On reconnaîtra dans la dernière équation la transformée de Fourier réelle de $\eta_{t_0}(\Delta n)$. Finalement, l'intensité mesurée s'écrit donc :

$$I_{mesurée}(x) = Re[\tilde{\eta}_{t_0}(\sigma_0 x)] \cos(2\pi n_0 x \sigma_0) \quad (3.31)$$

Au lieu de mesurer le cosinus d'une onde monochromatique on mesure donc le cosinus multiplié par la transformée de Fourier réelle de la loi de probabilité η_{t_0} . En calculant le spectre mesuré pour une onde monochromatique à partir de l'équation précédente on obtient donc :

$$B_{mesuré}(\sigma) = \frac{\eta_{t_0}\left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0}\right) + \eta_{t_0}\left(\frac{\sigma + \sigma_0}{\sigma_0}\right)}{2} \quad (3.32)$$

On peut donc voir que pour une raie monochromatique le spectre est élargi comme la loi de probabilité de la variation de l'indice effectif. On peut aussi remarquer que la raie est d'autant plus élargie que σ_0 est grand. Ceci peut se deviner aisément de manière intuitive. En effet, on peut facilement comprendre que les interférences sont d'autant plus rapidement brouillées que leur longueur d'onde est petite, ainsi pour un même Δn une onde de grande longueur d'onde sera moins décalée qu'une onde de plus petite longueur d'onde.

Dans un cas polychromatique le spectre mesuré est donné par l'équation suivante :

$$B_{mesuré}(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma_0) \eta_{t_0, \sigma_0}\left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0}\right) d\sigma_0 \quad (3.33)$$

Les instabilités en température ont donc pour effet de limiter la résolution maximale accessible. Grâce aux équations précédentes on peut calculer la variation maximale de l'indice effectif pour laquelle cet effet est plus contraignant que l'effet de troncature de l'interférogramme. En effet, dès que la largeur à mi-hauteur (notée Δn_0) de la loi de probabilité $\eta_{t_0}(\Delta n)$ est plus importante que celle du sinus cardinal issu de la troncature, l'instabilité en température est pénalisante. Il faut donc que :

$$\Delta n_0 \sigma_0 < \frac{0,603}{2n_0 \delta_{max}} \quad (3.34)$$

Malheureusement, il n'y a pas de possibilité de correction dans le cas où cette condition n'est pas respectée. Ainsi la seule chose qui peut être faite est de contrôler la température et, dans le cas où celle-ci varie trop, de dégrader la résolution du spectre mesuré afin d'éliminer d'éventuels artefacts. Pour réaliser cette dégradation il faut tenir compte de la dispersion chromatique de l'effet de l'instabilité en température. Néanmoins si l'on étudie un spectre à basse résolution on peut aussi en profiter pour relâcher les contraintes sur la stabilité en température. Ceci peut être particulièrement intéressant pour des appareils mobiles car maintenir une température constante peut être relativement énergivore.

3.2.3.2 Quantification des contraintes

Si la variation de température n'est pas trop importante alors la variation de x et de n vis-à-vis de la température est linéaire :

$$x(T) = (\alpha(T - T_o) + 1)x_o \quad \text{et} \quad n(T) = (\beta(T - T_o) + 1)n_o \quad (3.35)$$

Enfin, si α et β sont petits alors l'indice effectif devient :

$$n' \approx ((\alpha + \beta)(T - T_o) + 1)n_o = n_o + \epsilon(T) \quad (3.36)$$

Dans ce cas particulier, la fonction η_{t_o} introduite dans le paragraphe précédent est une combinaison linéaire de la loi de probabilité de la température. La condition précédente sur Δn_o peut donc s'écrire :

$$\Delta T < \frac{0,603}{2n_o\delta_{max}n_o\sigma_o(\alpha + \beta)} \quad (3.37)$$

Dans le cas où la loi de probabilité est une fonction porte de largeur Δn_o le spectre obtenu pour une onde monochromatique sera une porte de largeur $\Delta n_o\sigma_o$. Les valeurs de α et β sont typiquement de l'ordre de 10^{-5} pour les verres que nous utilisons en optique intégrée. Ainsi, en reprenant les valeurs numériques données dans l'introduction de ce chapitre, pour garantir le fait que nous n'allons pas dégrader la résolution maximale accessible, il faut stabiliser la température à plus ou moins $0,2^\circ\text{C}$. Comme nous l'avons déjà dit, cette marge de stabilité de la température doit être assurée durant toute la durée d'acquisition ; typiquement cette durée varie de moins d'une seconde pour une source en laboratoire à quelques minutes pour une source astrophysique. Ainsi, cette contrainte de stabilité ne sera plus ou moins dérangeante suivant la source observée.

3.2.3.3 Instabilité entre les pas de balayage en OPD

L'instabilité en température entre les pas de balayage en OPD est beaucoup moins contraignant. En effet, si nous connaissons la température durant l'intégration, ainsi que la courbe de variation de l'indice en fonction de la température, alors on peut corriger les interférogrammes avant de les assembler. Le principal problème provient du fait que cette correction apériodise le pas d'échantillonnage. En effet, dans un cas on aura des mesures tous les $n_o\Delta x$ et dans l'autre cas on aura des mesures tous les $(n_o + \Delta n)\Delta x$; ainsi lors de l'assemblage des deux, on aura un interférogramme échantillonné avec un pas variable. Cela s'apparente tout simplement au problème d'espacement non uniforme des plots que nous étudions dans un des paragraphes suivants (cf. § 3.2.4).

L'autre problème que peut poser l'instabilité en température entre les pas de balayage en OPD est que la variation de l'indice effectif peut être chromatique. Cela a pour effet de changer le spectre apparent entre les pas de balayage. En effet, dans un cas le spectre apparent sera $B(n_o\sigma)$ et dans l'autre $B(\alpha(\sigma)\sigma)$ ainsi cela conduira à une dégradation de la résolution qui ne peut être corrigée. Fort heureusement la dispersion chromatique de la variation de l'indice effectif est négligeable.

3.2.4 Erreur sur la position des pas d'échantillonnage

Dans le chapitre précédent, nous avons introduit la notion d'échantillonnage et ses effets sur le spectre mesuré (cf. § 2.2.5.2). Pour présenter cette notion et ses effets, les pas d'échantillonnage étaient supposés constants, or dans la réalité l'OPD est toujours connue à une erreur près. Le problème de la non uniformité des pas d'échantillonnage est un problème qui a été abondamment traité, la présentation que nous allons en faire reprend notamment des éléments des *Proceedings of the 15th Advanced Course of the Swiss Society of Astrophysics and Astronomy* [52].

Si les pas d'échantillonnage ne sont pas constants, les coordonnées des points d'échantillonnage peuvent être écrites de la façon suivante :

$$X_m = x_m + \epsilon(x_m) \quad (3.38)$$

Le spectre que l'on mesure est donc différent du spectre réel :

$$B_{\text{mesuré}}(\sigma) \neq B(\sigma) \quad (3.39)$$

En considérant que l'erreur sur la coordonnée du point m est petite devant la distance d'échantillonnage $\Delta\delta$ on peut alors développer l'équation de l'interférogramme grâce aux formules de Taylor :

$$I(X) = I(x + \epsilon(x)) = I(x) + \epsilon(x) \frac{dI(x)}{dx} + \dots \quad (3.40)$$

Le spectre mesuré a donc pour équation :

$$\begin{aligned} B_{\text{mesuré}}(\sigma) &= \left| TF[\tilde{I}(x)] + TF\left[\epsilon(x) \frac{d\tilde{I}(x)}{dx}\right] + \dots \right| \\ &= B(\sigma) * |\delta(\sigma) + 2j\pi\sigma\tilde{\epsilon}(\sigma) + \dots| \end{aligned} \quad (3.41)$$

Ainsi on voit qu'une erreur sur les coordonnées des points d'échantillonnages fait apparaître des répliques du spectre qui viennent se superposer au spectre réel.

Dans notre cas deux principales raisons peuvent aboutir à une non uniformité des pas d'échantillonnage :

- l'espacement des plots n'est pas uniforme ;
- le balayage de l'interférogramme est partiel.

Nous allons maintenant étudier successivement ces deux problèmes.

3.2.4.1 Erreur sur la position des plots

Pour étudier l'effet d'un espacement non uniforme des plots nous allons utiliser l'équation précédemment introduite du spectre mesuré. Pour cela nous devons néanmoins faire des hypothèses sur la distribution de $\epsilon(x)$. Nous allons étudier deux cas particuliers :

- le cas d'une distribution aléatoire de type bruit blanc Gaussien² ;
- le cas d'une distribution périodique sinusoïdale.

Distribution périodique sinusoïdale

L'erreur la plus simple à traiter de manière théorique est une erreur de type sinusoïdale. C'est une erreur simple qui peut se retrouver à cause d'un effet d'oscillation autour de la position attendue et qui, de plus, est très instructive quant aux conséquences d'erreurs sur la position de pas d'échantillonnage.

Considérons une erreur du type :

$$\epsilon(x) = a \cos(2\pi\sigma_e x) \quad (3.42)$$

en utilisant la transformée de Fourier discrète on a donc :

$$\tilde{\epsilon}(\sigma_n) = \frac{a}{2} [\delta(\sigma_n - \sigma_e) + \delta(\sigma_n + \sigma_e)] \quad (3.43)$$

où a est une fraction du pas d'échantillonnage.

Dans le cas où le spectre observé est une raie monochromatique (*ie.* $B(\sigma) = \delta(\sigma - \sigma_0)$) alors on obtient le spectre expérimental suivant :

$$B_{\text{mesuré}}(\sigma_n) = \delta(\sigma_n - \sigma_0) + a\pi\sigma_n [\delta(\sigma_n - \sigma_0 - \sigma_e) + \delta(\sigma_n - \sigma_0 + \sigma_e)] \quad (3.44)$$

On peut donc voir qu'une erreur dans la position des points d'échantillonnage fait apparaître des répliques. On peut remarquer que l'amplitude des répliques est directement liée à l'amplitude des erreurs. Ainsi une valeur aussi petite que $10^{-3}\sigma_0$ implique des répliques d'une amplitude de 0,1 % ce qui est très problématique. En effet, dans le cas d'un spectre en émission on observe généralement des dynamiques de l'ordre de 10^{-5} .

Distribution aléatoire de type gaussienne

Cette distribution d'erreur est *a priori* celle que nous avons le plus de chances de rencontrer. En effet, de manière générale les erreurs de fabrication sont de type gaussien. Or les nano-plots que nous utilisons sont réalisés suivant une méthode de micro-électronique qui ne peut garantir une erreur du positionnement des plots inférieure à quelques nanomètres. Dans le cas où $\epsilon(x)$ suit une distribution aléatoire de type gaussienne (bruit blanc gaussien), alors la transformée de Fourier de $\epsilon(x)$ suivra elle aussi une distribution aléatoire, le théorème de Parseval nous permettant d'exprimer le niveau de bruit dans chacun des domaines (*cf.* § 2.2.5.1). Pour rappel ce théorème stipule que :

$$N\delta x < |f|^2 > = N\delta\sigma < |\hat{f}|^2 > \quad (3.45)$$

2. Un bruit blanc se caractérise par une fonction d'autocorrélation en forme de pic de Dirac et donc un spectre plat, autrement dit le temps de cohérence d'un bruit blanc est égal à zéro.

où N est le nombre de points de mesure de l'interférogramme, δx est le pas d'échantillonnage et $\delta\sigma$ le pas d'échantillonnage du spectre.

Ainsi, ce que l'on observe est l'apparition d'un bruit qui vient parasiter notre mesure et ce, bien évidemment, d'autant plus que l'erreur sur les positions est grande.

3.2.4.2 Méthodes de correction

Comme nous l'avons dit le problème de l'erreur de la position des points d'échantillonnage est un problème bien connu. Aussi, il existe nombre de solutions proposées par la communauté ([53], [54], [55], [56], [57], [58], [36]). Toutes ces méthodes sont basées sur une connaissance très précise de la position des points d'échantillonnage. En effet, dans n'importe quel cas il est nécessaire d'avoir une information la plus exacte possible. Ces méthodes permettent donc de relâcher les contraintes technologiques sur la réalisation des composants SWIFTS mais ne permettent en aucun cas un relâchement des contraintes sur la calibration de la position réelle des points d'échantillonnage.

Il existe deux principales méthodes de correction de la position des points d'échantillonnage :

- l'interpolation de l'interférogramme ;
- une transformée de Fourier adaptée.

Nous allons présenter rapidement ces méthodes.

NDFT : Non-equispaced Discrete Fourier Transform

Tout d'abord on peut généraliser la définition et la méthode de calcul de la transformée de Fourier ; au lieu d'utiliser un échantillonnage régulier on peut très bien utiliser un échantillonnage irrégulier. En fait, dans le cas général la définition de la NDFT est très proche de celle de la DFT (cf. équation 2.43), à ceci près qu'il faut faire intervenir des intervalles irréguliers dans au moins un des deux domaines.

Dans la pratique on utilise généralement un échantillonnage régulier dans l'espace des fréquences. Ainsi, la NDFT est définie comme suit :

$$\hat{u}(n\delta\sigma) = \sum_{m=0}^{N-1} u(x_m) e^{-2i\pi n\delta\sigma x_m} \quad (3.46)$$

Cette méthode donne de très bons résultats du moment que la calibration de la position de points d'échantillonnage est bien effectuée. Néanmoins, tout comme l'algorithme de la DFT, celui de la NDFT est relativement lent ce qui le rend peu pratique à l'utilisation. Malgré tout, un algorithme de NFFT (pour *Non-uniform Fast Fourier Transform*) a été récemment développé (Keiner et al. [36]).

Algorithmes d'interpolation

Une autre méthode est d'interpoler l'interférogramme afin de le ré-échantillonner, et ce, de manière à avoir un échantillonnage régulier. Le plus simple est une interpolation directe de l'interférogramme, par exemple par une méthode des splines. Néanmoins cette méthode d'interpolation directe n'est pas d'une grande qualité. En fait, la plupart des algorithmes d'interpolation sont itératifs. Malgré la qualité de certains de ces algorithmes l'utilisation de ceux-ci reste problématique. En effet, la nature même de la spectrométrie de Fourier nous encourage fortement à éviter le sur-échantillonnage, notamment afin de maximiser le rapport signal à bruit et la résolution. Or c'est justement ce genre de conditions qui contraint le plus les méthodes d'interpolation. On peut trouver une analyse plus poussée de ces méthodes dans les deux articles suivants Cenker et al. [59] et Babu et Stoica [60].

En conclusion, dans notre cas il apparaît que la méthode la plus appropriée est une méthode de transformée de Fourier adaptée. Néanmoins dans le cadre des expérimentations de cette thèse le travail d'étude des méthodes de correction n'a pas été très poussé, il s'agit donc d'une piste intéressante de travail pour la suite du projet SWIFTS. Pour les expérimentations présentées dans les chapitres suivants, nous avons fait le choix de sur-échantillonner l'interférogramme, ce qui nous a permis d'utiliser une méthode d'interpolation directe.

3.2.4.3 Balayage non uniforme de l'interférogramme

Comme nous l'avons vu la technique utilisée pour échantillonner l'interférogramme conduit à sous-échantillonner celui-ci. Ce sous-échantillonnage étant problématique quant à la bande spectrale accessible (cf. § 3.1.3.4) nous avons développé une technique dite de multiplex temporel qui consiste à utiliser un variateur d'OPD (cf. § 2.4.3). Idéalement ce variateur permet de faire des mesures avec des pas de balayage constants et de valeur $p_b = p_p/N_b$ où p_p est la distance inter-plot et N_b est le nombre de pas de balayage. En effet, comme on peut le voir sur la figure 3.5 dans ce cas là on obtient un échantillonnage complet à pas constants. Dans la pratique la valeur de p_b n'est pas forcément constante et surtout p_p n'est pas forcément un multiple de p_b . Le cas où la valeur de p_b n'est pas constante est similaire au cas précédent d'un espacement non uniforme des plots, c'est pourquoi dans ce paragraphe nous n'allons nous intéresser qu'au cas de p_b constant.

La fonction d'échantillonnage dans le cas de p_b est constant peut être écrite de la façon suivante :

$$f(x) = \left(\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(x - knp_p) \Pi\left(\frac{x}{nN_p p_p}\right) \right) * \left(\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(x - knp_b) \Pi\left(\frac{x}{nN_b p_b}\right) \right) \quad (3.47)$$

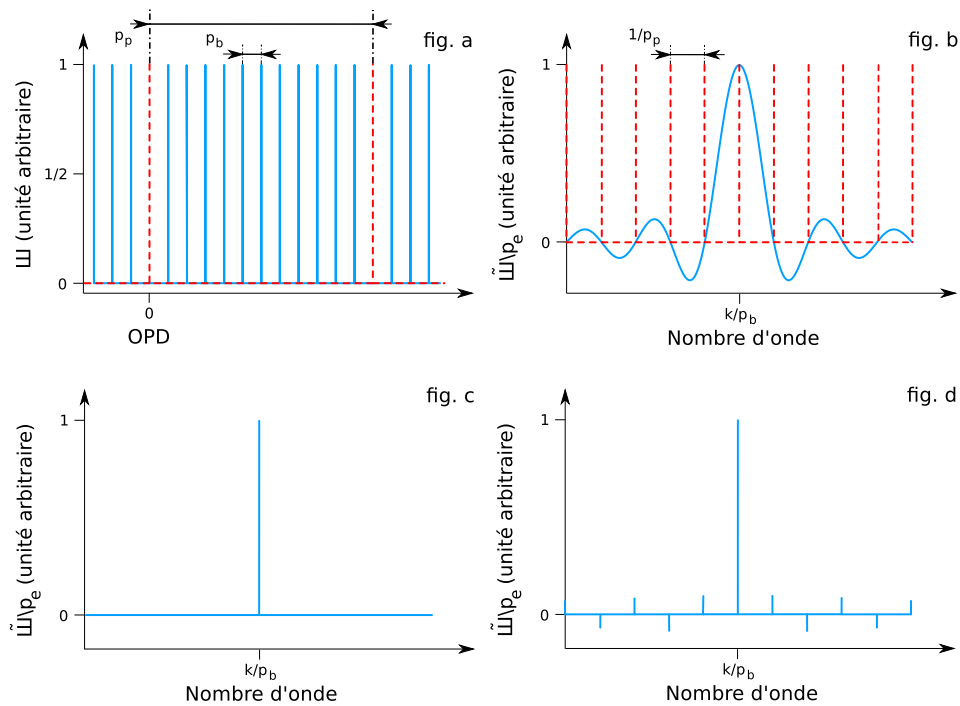


FIGURE 3.5 – Effet du balayage en OPD sur la fonction d'échantillonnage

- fig. a : fonction d'échantillonnage due aux plots (trait pointillé rouge) convoluée avec la fonction d'échantillonnage due au balayage de l'OPD (trait plein bleu) dans le cas particulier où $N_b p_b = N_p p_p$;
- fig. b : transformées de Fourier des fonctions d'échantillonnage, les sinus cardinaux dus aux plots (trait pointillé rouge) apparaissent ici comme des distributions de Dirac ;
- fig. c et d : multiplication des transformées de Fourier des fonctions d'échantillonnages :
 - fig. c : dans le cas particulier où $N_b p_b = N_p p_p$ seule une série de sinus cardinaux espacés de $1/p_b$ subsiste ;
 - fig. d : dans le cas où $N_b p_b \neq N_p p_p$ un ensemble de sinus cardinaux espacés de $1/p_p$ subsiste.

En effet, la fonction d'échantillonnage résultante du balayage est le produit de convolution de la fonction d'échantillonnage due aux plots et de la fonction d'échantillonnage due au balayage. Ainsi la fonction d'appareil d'un tel spectromètre sera la suivante :

$$\begin{aligned} \tilde{f}(\sigma) &= N_p N_b \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \text{sinc} \left(\pi n \left(\sigma - \frac{k}{p_p} \right) N_p p_p \right) \\ &\quad \times \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \text{sinc} \left(\pi n \left(\sigma - \frac{k}{p_b} \right) N_b p_b \right) \end{aligned} \quad (3.48)$$

On peut remarquer que si $N_p p_p = N_b p_b$ où N est un entier quelconque alors,

comme on peut le voir sur la figure 3.5, on obtient que :

$$\tilde{f}(\sigma) = N_p N_b \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \text{sinc} \left(\pi n \left(\sigma - \frac{k}{p_b} \right) N_p N_b p_b \right) \quad (3.49)$$

Dans ce cas particulier seul une série de sinus cardinaux dus aux plots n'est pas située sur les zéros des sinus cardinaux dus au balayage. Ainsi il ne subsiste qu'une série de sinus cardinaux de largeur $N_p N_b p_b = p_p$ espacés de $1/p_b$ qui correspond à la fonction d'échantillonnage complète.

Dans le cas où $N_b \times p_b$ est différent de $N \times p_p$, alors on observe un phénomène de recouvrement du spectre ; l'intensité des pics secondaires est donnée par la fonction sinus cardinal suivante :

$$\text{sinc} \left(\frac{k\pi n N_b p_b}{p_p} \right) \quad (3.50)$$

où l'on peut faire varier N_b ou p_b . Dans le cas d'une erreur de seulement 5 nm pour un pas de balayage de 100 nm le premier pic secondaire a une intensité d'environ 5,2 % ; l'absence d'un point de mesure conduit à des pics secondaire d'une intensité de 0,7 %. Ainsi le problème d'un échantillonnage partiel est rapidement rédhibitoire, car il limite rapidement la bande spectrale accessible. Dans le cas d'un SWIFTS Lippmann cette erreur correspond à un angle du miroir incorrect.

Cette erreur peut être corrigée de la même manière que pour un espacement non uniforme des plots car *in fine* un échantillonnage partiel correspond à un échantillonnage à pas non constant.

Chromatisme du variateur d'OPD

La variation d'OPD peut avoir comme défaut que le pas de balayage soit dépendant de σ et ainsi que $N_b p_b$ ne soit pas égal à $k p_p$ pour tous les nombres d'onde. Ceci implique que le phénomène d'échantillonnage partiel n'est pas le même pour tous les nombres d'onde. La déformation du spectre mesuré due au chromatisme du variateur d'OPD est donc dépendante du spectre observé. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent un échantillonnage partiel a pour effet de faire apparaître des distributions de Dirac parasites et donc des répliques du spectre comme dans le cas d'un sous-échantillonnage. Ce problème n'a donc pas de solution autre que la minimisation du chromatisme du variateur d'OPD. Dans notre cas le variateur thermique d'OPD utilisé pour la réalisation expérimentale ne présente pas de chromatisme notable.

3.2.5 Multimodicité et polarisation de la source

Dans la partie précédente nous avons étudié le cas d'un SWIFTS Gabor éclairé par une source monochromatique, polarisée soit en TE soit en TM et couplée sur un seul mode.

3.2.5.1 Effet de la multimodalité

Dans l'introduction à l'optique guidée, nous avons vu que les modes d'un guide sont orthogonaux entre eux et qu'ils ont des indices effectifs différents. Ainsi pour étudier l'effet de la multimodalité du guide utilisé sur le spectre obtenu il nous suffit de sommer les réponses des différents modes. Commençons par étudier l'effet de deux modes. La réponse d'un SWIFTS à une onde monochromatique dans ce cas particulier sera :

$$I_{\text{interférogramme}}(m) = 2A_1^2(1 - \eta)^{N/2} \cos(k_1(2(x_1 + m\Delta x) - L)) \\ + 2A_2^2(1 - \eta)^{N/2} \cos(k_2(2(x_1 + m\Delta x) - L)) \quad (3.51)$$

où A_1 est l'amplitude du mode 1 et A_2 celle du mode 2; k_1 est le vecteur d'onde du mode 1 et k_2 celui du mode 2. Cette expression peut être ré-écrite de la manière suivante :

$$I_{\text{interférogramme}}(m) = 2(1 - \eta)^{N/2}(A_1^2 + A_2^2) \cos(k_o X) \cos(\Delta k X) \\ + 2(1 - \eta)^{N/2}(A_1^2 - A_2^2) \sin(k_o X) \sin(\Delta k X) \quad (3.52)$$

où $k_o = (k_1 + k_2)/2$, $\Delta k = k_2 - k_1$ et $X = 2(x_1 + m\Delta x) - L$. Comme on peut le voir sur la figure 3.6 on observe donc un effet de battement entre les deux modes. Ce battement a pour effet de dédoubler les raies spectrales. Ainsi, au lieu d'observer un seul pic à σ_o on observera un pic à σ_o et un second pic à σ'_o (un pour chaque mode). Ceci est particulièrement gênant dans le cas où l'on observe un spectre « dense » (*ie.* spectre soit continu soit à pics rapprochés). En effet, dans ce cas il est impossible de déconvoluer les réponses des deux modes. La seule solution est de dégrader la résolution spectrale afin que toutes les répliques modales soient incluses dans un même élément spectral. Ainsi, la résolution maximale est donnée par la formule suivante :

$$R = \frac{n_1 + n_2}{2|n_2 - n_1|} \quad (3.53)$$

où n_1 est l'indice effectif du mode 1 et n_2 celui du mode 2.

Le cas d'un guide plus que bi-mode (nombre de modes supérieur à 2) n'est pas très différent du cas bimode. En effet, la seule différence est qu'au lieu d'avoir seulement deux modes et un battement entre les modes on a plus de modes et donc une figure d'interférence plus complexe. Par analogie on obtient que la résolution maximale devient :

$$R = \frac{n_o}{\Delta n} \quad (3.54)$$

où n_o est l'indice effectif moyen des modes guidés et Δn est la différence entre les indices effectifs maximum et minimum. Dans la pratique si l'on veut obtenir des résolutions supérieures à environ 1 500 on est obligé d'utiliser un guide monomode.

Cet effet de la multimodalité est à rapprocher de l'effet de l'étendue optique que nous avons analysé dans le chapitre précédent. En fait, ces deux effets sont strictement identiques; l'effet de la multimodalité n'étant qu'une discrétisation de l'effet de l'étendue optique.

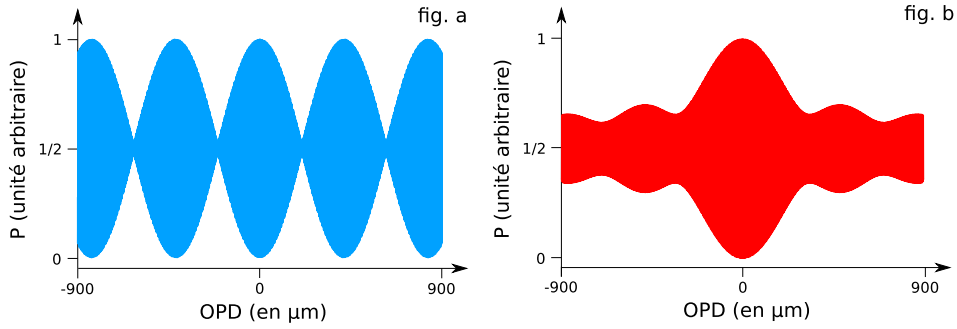


FIGURE 3.6 – Effet de la multimodalité du guide sur l'interférogramme mesuré

- fig. a : interférogramme simulé pour un guide bimode ($A_1 = A_2$, $\sigma = 16667 \text{ cm}^{-1}$, $n_1 = 1,521$ et $n_2 = 1,529$);
- fig. b : interférogramme simulé pour un guide comportant 10 modes ($A_i = A_0$, $\sigma = 16667 \text{ cm}^{-1}$, $n_0 = 1,525$ et $\Delta n = 0,009$).

3.2.5.2 Effet d'une polarisation quelconque

Une polarisation quelconque aura exactement le même effet qu'une bimodalité. Néanmoins, cet effet sera beaucoup moins contraignant du fait que la différence entre les indices effectifs des deux polarisations est bien inférieure à la différence qu'il peut y avoir entre les indices effectifs des différents modes d'un guide.

3.2.6 Taille et forme non-uniforme des nano-plots

Les plots utilisés afin d'échantillonner l'interférogramme ne peuvent être fabriqués avec une taille et une forme rigoureusement identiques pour chacun d'eux. Ce problème d'in-homogénéité des plots a deux principales conséquences :

- une efficacité non-uniforme des plots ;
- un contraste des franges non-uniforme.

Même si ces deux problèmes n'ont pas exactement les mêmes conséquences sur l'interférogramme, ils posent en fait le même problème dans la reconstruction du spectre. En effet, alors que le premier problème affecte aussi bien la partie continue de l'interférogramme que la partie variable, le second problème, lui, n'affecte que la partie variable. Ces deux problèmes peuvent être modélisés des deux manières suivantes :

Efficacité non-uniforme des plots

$$I(m) = \eta_m I_i \left(\cosh \left((m - N/2) \ln(1 - \eta) + \ln(A_g/A_d) \right) + \cos \left(k(2(x_1 + m\Delta x) - L) + \phi_d - \phi_g \right) \right) \quad (3.55)$$

Contraste des franges non-uniforme

$$I(m) = I_i \left(\cosh \left((m - N/2) \ln(1 - \eta) + \ln(A_g / A_d) \right) + C_m \cos \left(k(2(x_1 + m\Delta x) - L) + \phi_d - \phi_g \right) \right) \quad (3.56)$$

Dans le premier cas, c'est toute l'intensité qui est affectée par un coefficient multiplicatif alors que dans le second cas, ce n'est que la partie variable de l'intensité qui est affectée. Finalement, on peut voir que dans les deux cas l'interférogramme (défini comme la partie variable de l'intensité) est affecté de la même manière par un coefficient multiplicatif $\zeta(m)$. Ainsi lorsque l'on calcule le spectre en faisant la transformée de Fourier de l'interférogramme on obtient le même effet. Étant donné que l'efficacité et le contraste d'un plot ne sont pas corrélés avec ceux de ses voisins, la non-uniformité de ces paramètres peut apparaître comme un bruit. Dans tous les cas, le spectre mesuré non corrigé est donné par la formule suivante :

$$B_{mesuré}(\sigma) = \tilde{\zeta}(\sigma) * B(\sigma) \quad (3.57)$$

Ainsi dans le cas où $\zeta(m)$ est une fonction à transformée de Fourier à support large on observe un effet de dilution du spectre qui se traduit par une perte de résolution et par une dégradation du rapport signal à bruit.

Ce problème peut en partie être corrigé. Afin de présenter la méthode de correction ainsi que ses limites nous allons maintenant étudier les cas où la dispersion chromatique de l'efficacité et du contraste des plots est identique ou non.

Cas d'une dispersion chromatique identique

Dans ce cas de figure, la correction est relativement simple. En effet, la dispersion chromatique de l'efficacité et du contraste des plots peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\tilde{\zeta}_m(\sigma) = \zeta_o(m) \times f_{\zeta}(\sigma) \quad (3.58)$$

où $\zeta_o(m)$ est la variabilité intrinsèque de chaque plot avec $\max(\zeta_o) = 1$ et $f_{\zeta}(\sigma)$ est la dispersion chromatique commune à tous les plots. Ainsi pour corriger cette erreur il est nécessaire de calibrer chaque plot en intensité et de calibrer un seul plot en longueur d'onde. Finalement, la correction s'opère en deux temps, d'une part il faut corriger directement l'interférogramme en divisant celui-ci par $\zeta_o(m)$ puis il faut corriger le spectre expérimental en le divisant par la fonction $f_{\zeta}(\sigma)$. Dans ce cas la correction est totale, néanmoins, cette correction a pour effet d'augmenter le bruit.

Cas d'une dispersion chromatique différente

Dans le cas d'une dispersion chromatique différente pour chaque plot le problème posé est plus complexe. Dans ce cas de figure, la dispersion

chromatique de l'efficacité et du contraste des plots peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\xi_m(\sigma) = \xi_o(m) \times f_m(\sigma) \times f_\xi(\sigma) \quad (3.59)$$

où $f_m(\sigma)$ est la dispersion chromatique du plot m et $f_\xi(\sigma)$ est la dispersion chromatique commune à tous les plots. Ainsi, dans ce cas là le spectre apparemment mesuré par chacun des plots est différent et vaut :

$$B_{apparent}(i, \sigma) = B(\sigma) \times f_m(\sigma) \quad (3.60)$$

Ce problème n'est pas corrigé analytiquement. Il s'agit d'un problème inverse dans lequel l'information est incomplète : nous ne connaissons pas $B(\sigma)$. Ainsi une correction de ce problème ne peut se faire qu'en prenant des hypothèses sur $B(\sigma)$, c'est pourquoi la technologie utilisée doit permettre d'obtenir que les fonctions $f_m(\sigma)$ soient le plus proche possible de la fonction unité.

3.2.7 Effets des réflexions internes

Un certain nombre d'éléments peuvent être sources de réflexions, notamment la jonction Y et les interfaces entre deux milieux d'indice différents. Or comme nous l'avons vu au moins 13% de l'énergie incidente traverse le SWIFTS, cette énergie traversante peut donc être réfléchi sur les sources de réflexions et être réinjectée dans le SWIFTS. Ces ondes réfléchies donnent donc inévitablement naissance à des phénomènes d'interférences qui peuvent dans certains cas conduire à une répétition de l'interférogramme. L'objet de ce paragraphe est d'étudier l'impact de ces réflexions sur le spectre mesuré ; pour cela nous étudierons séparément le cas des réflexions dues à la jonction Y et aux interfaces.

Réflexions avant ou au niveau de la jonction Y

En se référant à la figure 3.7 on peut écrire qu'en n'importe quel point x situé sur la boucle ($x = 0$ au niveau de la jonction Y et x croissant de gauche à droite) la demi-onde allant de gauche à droite a parcouru une distance x depuis la jonction Y et que la demi-onde allant de droite à gauche a elle parcouru une distance $L - x + dL$. Ainsi le zéro OPD entre ces deux demi-ondes est situé en $x = L/2 + dL/2$.

Les ondes réfléchies au niveau de la jonction Y auront elles parcouru $L + x + dL$ et $2L - x + 2dL$. Ainsi, le zéro OPD entre ces deux ondes réfléchies est lui aussi situé en $x = L/2 + dL/2$. L'interférogramme des ondes réfléchies s'additionne donc de manière cohérente à l'interférogramme des ondes initiales. Quant aux ondes réfléchies avant la jonction Y on peut aisément comprendre qu'elles ne se différencient en rien de l'onde incidente, ainsi les ondes réfléchies avant la jonction Y conduisent au même phénomène d'interférences que l'onde initiale.

En conclusion, les réflexions avant ou au niveau de la jonction Y ne posent aucun problème ; si elles ne sont pas symétriques (transparent en entrant et réfléchissant en sortant) elles permettent même de très légèrement améliorer l'efficacité des SWIFTS.

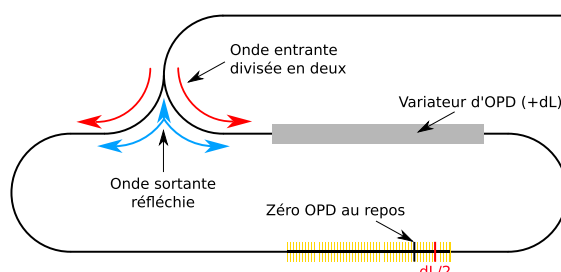


FIGURE 3.7 – Réflexion de l'onde sortante sur la jonction Y

Les ondes rouges ont un chemin optique jusqu'au zéro OPD de $L/2$ pour l'une et $L/2 + dL$ pour l'autre (où L est longueur de la boucle et dL est la variation d'OPD induite par le variateur). Les deux ondes rouges ont donc leur zéro OPD à une distance $dL/2$ du zéro OPD au repos. Les ondes bleues, réfléchies sur la jonction Y, ont elles parcouru $3L + dL$ pour l'une et $3L + 2dL$ pour l'autre, leur zéro OPD est donc au même endroit que pour les ondes rouges.

Réflexions après la jonction Y

Il se peut que des sources de réflexions soient présentes entre la jonction Y et les plots, particulièrement dans le cas où la jonction Y n'est pas sur la même puce que le SWIFTS, et ceux-ci sont reliés par des fibres optiques. En effet, dans ce cas il peut notamment y avoir des réflexions vitreuses si les fibres ne sont pas collées ou que la colle possède un indice différent des guides ; ou encore que l'indice effectif des fibres soit différent de l'indice effectif des guides.

Sur la figure 3.8 nous avons représenté le cas où la jonction Y et le variateur d'OPD sont sur une puce différente que le SWIFTS. Dans ce cas les deux puces sont reliées à l'aide de deux fibres optiques qui n'ont pas forcément la même longueur. En un point x quelconque du guide droit du SWIFTS l'onde initiale venant de gauche a parcouru une distance $L_1 + dL + x$ et l'onde provenant de droite a parcouru une distance $L_2 + L - x$ (où L_1 est la longueur de la fibre de gauche et L_2 cela de la fibre de droite et L est la longueur du composant). Le zéro OPD de ces ondes se situe donc en $x = L/2 + \Delta L/2 - dL/2$ avec $\Delta L = L_2 - L_1$.

Les ondes réfléchies à droite et à gauche ont respectivement parcouru $L_1 + dL + 2L - x$ et $L_2 + L + x$, le zéro OPD de ces deux ondes se situe donc en $x = L/2 - \Delta L/2 + dL/2$. Dans ce cas on remarque que les phénomènes d'interférences issus de l'onde incidente et des ondes réfléchies ne se « trouvent » pas aux mêmes endroits ; leur position est éloignée d'une distance égale à la différence de longueur entre les deux fibres d'injection. Dans le cas où le variateur d'OPD se trouve sur la puce du SWIFTS, on

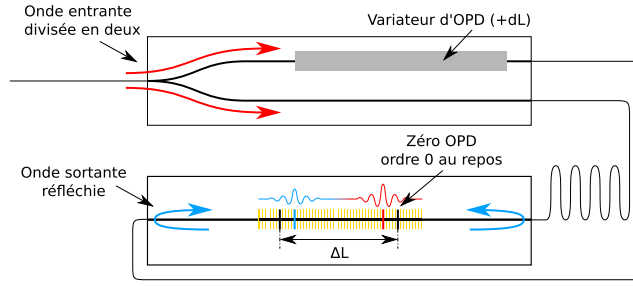


FIGURE 3.8 – Dédoublage de l'interférogramme par effet des réflexions vitreuses

L'onde incidente est divisée en deux grâce à une jonction Y, deux fibres de longueur L_1 et L_2 font la jonction entre la puce de la jonction Y et la puce du SWIFTS. Le phénomène d'interférences entre les deux ondes incidentes se « trouve » à la position $x_1 = \Delta L/2 + L/2 - dL/2$ où $\Delta L = L_2 - L_1$ alors que le phénomène d'interférences entre les premières ondes réfléchies se « trouve » à la position $x_2 = \Delta L/2 - L/2 + dL/2$.

observe toujours le même phénomène d'interférogramme parasite. La seule différence est que dans ce cas les deux interférogrammes se déplacent dans le même sens.

On peut aussi imaginer que des réflexions occurred entre les fibres et la puce de la jonction Y. Dans ce cas-là on montre que les interférences des ces ondes réfléchies se « trouvent » au même endroit que les celles de l'onde initiale mais se déplacent dans un sens opposé.

Finalement, en ne prenant en compte que les ondes réfléchies sur les bords de la puce du SWIFTS, l'interférogramme mesuré sera donné par l'équation suivante :

$$I_{mesuré}(x) = \beta^2 \times I\left(x - \frac{L}{2} + \frac{\Delta L}{2}\right) + I\left(x - \frac{L}{2} - \frac{\Delta L}{2}\right) \quad (3.61)$$

où β est la coefficient de réflexion donné par les équations de Fresnel (cf. § 2.3.2.1). Le spectre mesuré est donc donné par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} B_{mesuré}(\sigma) &= \left| \beta^2 e^{-2j\pi(n_g L/2 - n_f \Delta L/2)} B(\sigma) + e^{-2j\pi(n_g L/2 + n_f \Delta L/2)} B(\sigma) \right| \\ &= B(\sigma) \sqrt{1 + \beta^4 + 2\beta^2 \cos(2\pi n_f \Delta L \sigma)} \end{aligned} \quad (3.62)$$

où n_f est l'indice effectif dans la fibre et n_g celui dans le guide. On voit donc que la présence d'un interférogramme parasite a une influence sur le spectre et ce, bien évidemment, d'autant plus que l'onde réfléchie est importante. Dans le cas d'une réflexion vitreuse on a ainsi des fluctuations cosinusoidales d'environ 8%.

Dans un cadre plus général où l'on aurait N réflexions quelconques on aurait l'équation suivante :

$$I_{mesuré}(x) = \sum_{l=1}^N \beta_l \times I(x - x_l) \quad (3.63)$$

où x_m est la position du zéro OPD de la $m^{\text{ème}}$ réflexion.

On peut, dans une certaine mesure, corriger ces erreurs *a posteriori* en connaissant toutes les réflexions et la position de leur zéro OPD. Néanmoins, la meilleure solution est évidemment de veiller à minimiser la différence de longueur des fibres optiques et l'intensité des réflexions, notamment en préférant une structure totalement intégrée. En effet, même si l'on égalise la longueur des fibres on risque toujours d'avoir le fait que les interférences de l'onde initiale et les interférences des ondes réfléchies se « déplacent » en sens opposé.

3.3 Conclusions sur le modèle simplifié

3.3.1 Expression générale de la figure d'interférences

Dans ce chapitre nous avons introduit une modélisation simplifiée d'un SWIFTS complet. En début de chapitre, nous avons tout d'abord étudié un modèle idéal et donné l'équation de l'interférogramme mesuré grâce à un tel SWIFTS (cf. équation 3.8). Dans la suite du chapitre nous avons introduit l'un après l'autre les défauts inhérents aux techniques de fabrication utilisées. En conclusion de ce chapitre, nous pouvons introduire une équation beaucoup plus générale de l'interférogramme mesuré avec un SWIFTS Gabor :

$$\begin{aligned}
I(m) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{t_o} (\Delta n_r) \eta_m \left[E_{g_o}^2 e^{-4\pi\sigma n_i x_m} \prod_{l=1}^N (1 - \eta_l)^{H(x_m - x_l)} \right. \\
& + E_{d_o}^2 e^{-4\pi\sigma n_i (L - x_m)} \prod_{l=1}^N (1 - \eta_l)^{H(x_l - x_m)} \\
& + 2C_m E_{g_o} E_{d_o} e^{-4\pi\sigma n_i L} \prod_{l=1}^N \sqrt{1 - \eta_l} \\
& \left. \times \cos \left(2\pi\sigma (n_{r_o} + \Delta n_r) (2x_m - L) + \Delta\Phi_{max} + \phi_{d_o} - \phi_{g_o} \right) \right] d\Delta n_r
\end{aligned} \tag{3.64}$$

où $H(x - x_o)$ est une fonction de Heaviside (ie. si $x - x_o > 0$ alors $H(x - x_o) = 1$ sinon $H(x - x_o) = 0$), $\Delta\phi_{max} = \sum_{l=1}^N \phi_l (H(x_m - x_l) - H(x_l - x_m))$ est le déphasage dû aux déphasages des plots et à la non-homogénéité de l'indice effectif, E_{g_o} et E_{d_o} les amplitudes respectives des champs propagatif et contra-propagatif, C_m le contraste des plots, x_m la position des plots, n_r et n_i les indices effectifs réels et imaginaires du mode guidé et η_m le pouvoir de diffusion du plot m .

L'équation précédente ne vaut bien évidemment que pour un cas de figure donnée (ie. un seul mode, une seule longueur d'onde et une seule polarisation). Pour obtenir la réponse globale il faut donc faire la somme de

toutes les réponses de cas particuliers. De plus, il faut aussi intégrer les erreurs présentées dans le chapitre d'introduction à SWIFTS. Ainsi, on voit que l'équation de l'interférogramme devient très rapidement « indigeste ».

3.3.2 Limites du modèle simplifié

Le modèle simplifié que nous venons d'introduire ne présente pas de difficulté particulière, il tend même à montrer qu'un SWIFTS est, somme toute, un spectromètre de Fourier comme les autres. En effet, les défauts ainsi que les méthodes de corrections présentés précédemment sont les mêmes que ceux des spectromètres de Fourier classiques. Néanmoins nous avons pris pour hypothèse de départ qu'à son arrivée sur un plot l'onde incidente se divise en deux ondes : une onde transmise et une onde diffusée (*cf.* § 3.1.2). Afin d'exprimer la relation entre l'onde transmise et l'onde réfléchie nous avons fait appel à la loi de conservation de l'énergie dans le cadre d'une onde unique. Lorsque nous étudions le cas de deux ondes identiques contra-propagatives, on montre (*cf.* annexe D) que seule une solution impliquant une onde réfléchie satisfait la loi de conservation de l'énergie. On trouve alors que les coefficients de diffusion, réflexion et transmission sont fixés par les équations suivantes :

$$\begin{cases} n_s \epsilon_d^2 + 2n_g \epsilon_r \epsilon_t \cos(\phi_t - \phi_r) = 0 \\ \frac{n_s}{n_g} \epsilon_d^2 + \epsilon_r^2 + \epsilon_t^2 = 1 \end{cases} \quad (3.65)$$

où $\epsilon_r e^{j\phi_r}$ est le coefficient complexe de réflexion, $\epsilon_d e^{j\phi_d}$ est le coefficient complexe de diffusion et $\epsilon_t e^{j\phi_t}$ est le coefficient complexe de transmission.

Nous allons voir dans la troisième partie de ce chapitre que ces réflexions ont un effet très localisé sur le spectre et que dans le cas général le modèle simplifié reste donc correct.

En conclusion, le modèle simplifié nous a permis de démontrer les principales caractéristiques d'un SWIFTS ainsi que les effets des défauts inhérents à la réalisation. Malgré cela, il nous a aussi été nécessaire de développer un modèle plus complet qui prendra en compte l'effet des réflexions sur les plots.

3.4 Modélisation de la détection évanescente

Comme nous venons de le voir un nano-plot diffusif ne peut pas être résumé à un simple diviseur d'amplitude car en plus des ondes transmises et diffusées il existe forcément une onde réfléchie. C'est pourquoi il a été nécessaire de développer une méthode de modélisation plus complète de l'interaction d'un plot avec une section de guide droit. Cette modélisation, qui a été développée au sein de l'IMEP, est une modélisation en deux dimensions et nous permettra notamment de choisir le matériau utilisé pour

la réalisation des nano-plots. Nous allons maintenant faire une rapide présentation de cette modélisation et des résultats obtenus.

3.4.1 Choix de la méthode

Dans le chapitre introductif à SWIFTS, nous avons présenté les guides optiques grâce à la théorie dite des rayons. Bien que cette théorie permette de donner les grandes caractéristiques d'un guide optique plan, elle ne permet pas de déterminer la forme des modes guidés ni l'effet d'une anisotropie des guides. Le cas de l'interaction d'un plot avec une section de guide droit est justement un cas d'anisotropie des guides, or pour modéliser ce genre de structures on est obligé de résoudre les équations de Maxwell pour la géométrie du problème. Il existe plusieurs méthodes permettant la résolution des équations de Maxwell dans le cas de structure anisotrope. Nous allons présenter très brièvement trois méthodes envisageables et les raisons du choix d'une méthode particulière.

Différences finies dans le domaine temporel

La FDTD (pour *Finite Difference Time Domain*) est une méthode de résolution numérique des équations de Maxwell très couramment utilisée depuis de nombreuses années (Kane [61]) en électrodynamique. Il s'agit d'une méthode considérée comme facile à mettre à œuvre du fait de sa relative simplicité.

Cette méthode repose sur une discrétisation du problème et donc la première étape consiste à effectuer un maillage de la géométrie du problème. On peut voir un exemple de maillage sur la figure 3.9 pour une structure SWIFTS. Les équations de Maxwell montrent que les champs électriques et magnétiques sont reliés et surtout que la connaissance de ces champs en tous points du problème à un instant t_0 nous permet de connaître ceux-ci en tout instant $t + \Delta t$ et en tous points de la simulation.

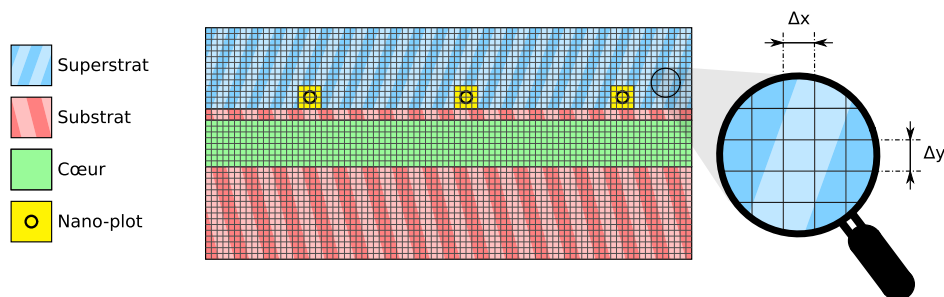


FIGURE 3.9 – Maillage de la structure d'un SWIFTS

La FDTD, de par son principe, permet de modéliser une large palette de matériaux et de structures. De plus, du fait qu'il s'agit d'une modélisation temporelle elle permet de modéliser toutes les fréquences en même temps.

Cette méthode de modélisation apparaît donc comme très convenable pour la modélisation de notre problème. Néanmoins le gros point faible de cette méthode est le nombre de calculs informatiques à réaliser et donc le temps de simulation. En effet, on montre [61] que pour assurer la validité des simulations le pas temporel doit vérifier l'équation suivante :

$$\Delta t < \frac{n\sqrt{\delta x^2 + \Delta y^2}}{c} \quad (3.66)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide. Or pour que le calcul soit correct il faut que le maillage spatial soit suffisamment fin vis-à-vis de la longueur d'onde et de la géométrie du problème. Typiquement on choisit $\lambda/10n$, où λ est la longueur d'onde minimale de la simulation et n est l'indice de réfraction maximal des milieux modélisés. De plus, le maillage doit tenir compte de la géométrie du problème, le pas devant être largement plus fin que la structure la plus petite. Dans notre cas les nano-plots que nous souhaitons modéliser ont typiquement une dimension de l'ordre de 50 nm, ce qui nous oblige à utiliser un maillage de quelques nanomètres. La distance inter-plot étant de $p_p = 14 \mu m$, cela nous donne le nombre d'itération temporelle suivante :

$$N_i = \frac{np_p}{c\Delta t} > \frac{p_p}{\sqrt{\delta x^2 + \Delta y^2}} \approx \frac{14000}{\sqrt{10^2 + 10^2}} \approx 1000 \quad (3.67)$$

Il faut encore multiplier ce nombre par le nombre de points que contient le maillage. Si l'on prend un maillage d'une longueur de 14 μm et d'une largeur de 10 μm on obtient finalement un nombre de calculs atteignant approximativement 1,4 milliards pour un seul plot. Ainsi si l'on veut simuler plusieurs plots et leurs interactions le temps de calcul deviendra rapidement rédhibitoire.

En conclusion, malgré la polyvalence de cet outil celui-ci apparaît trop contraignant vis-à-vis du temps de calcul.

Méthode de propagation des ondes

La BPM (pour *Beam Propagation Method*) est couramment utilisée pour la modélisation de guides optiques (Apithy et al. [62]) et a été introduite en 1978 (Feit et Fleck [63]). Il s'agit d'une méthode basée sur une étude harmonique, c'est-à-dire qu'elle ne considère pas l'évolution dans le temps comme le fait la FDTD. Ainsi pour étudier une lumière polychromatique il est nécessaire de réaliser plusieurs simulations. D'autre part la première formulation de la BPM fait apparaître une approximation para-axiale. C'est-à-dire que l'on considère que la lumière se dirige principalement dans une direction et donc que l'enveloppe de l'onde varie peu dans cette direction. Ceci est particulièrement problématique pour les simulations que nous souhaitons réaliser. En effet, nous voulons étudier le phénomène de rayonnement dû aux plots, or ce rayonnement n'a, *a priori*, pas de raison de se propager dans une seule direction.

En conclusion, malgré le développement d'une BPM grands angles (Hadley [64]), les erreurs de cette méthode sont rédhibitoires pour l'utilisation que nous voulons en faire.

Méthode modale de Fourier

L'AFMM (pour *Aperiodic Fourier Modal Method*) est une méthode modale de Fourier dérivée de la RCWA (pour *Rigorous Coupled Wave Analysis*). La RCWA est une méthode numérique qui a été initialement développée pour l'étude des réseaux de diffraction. Elle se base sur la décomposition en série de Fourier de la géométrie du problème (permittivités et perméabilités). Le résultat des simulations donne donc la décomposition des champs électrique et magnétique en séries de Fourier. Cette méthode de modélisation est donc particulièrement adaptée à l'étude de structures périodiques. Comme nous l'avons vu seules les fonctions ayant un spectre à support infini sont localisées ; ainsi pour obtenir la solution des équations de Maxwell dans le cas d'un problème à géométrie finie il faut théoriquement calculer un nombre infini d'harmoniques. Il est évidemment impossible de prendre en compte une infinité d'harmoniques, le résultat sera donc d'autant meilleur que l'on prendra en compte un maximum d'harmoniques.

L'AFMM a été développée pour calculer la réponse d'un système périodique tel qu'un réseau. Elle est ainsi introduite dans les années 70 notamment par les travaux de Neviere et al. [65], Knop [66] et Moharam et Gaylord [67]. Dans les premiers temps cette méthode souffre de problèmes de convergence en TM, mais en 1995 des solutions qui améliorent la vitesse de convergence sont proposées d'une part par Lalanne et Morris [68] et d'autre part par Granet et Guizal [69]. Enfin, un an plus tard Li [70] explique l'origine des problèmes et propose un algorithme de calcul matriciel stable.

Comme nous l'avons dit cette méthode a été développée pour l'étude de structures périodiques. Or bien qu'un SWIFTS complet soit une structure périodique, sa géométrie ne correspond pas à ce qui est modélisable à l'aide de l'AFMM classique. Néanmoins, en 2000 Lalanne et Silberstein [71] ont proposé une adaptation de l'AFMM aux structures non périodiques. Le principe consiste à périodiser de manière virtuelle la structure à étudier en juxtaposant une série infinie des structures à étudier. Afin d'éviter les perturbations entre structures virtuelles, P. Lalanne et E. Silberstein ont introduit des couches absorbantes définies par un indice de réfraction imaginaire. Depuis la méthode a été améliorée par notamment le remplacement des couches absorbantes par des couches absorbantes non réfléchissantes appelées *Perfectly Matched Layer* (PML) ([72, 73]). Depuis cette méthode a été utilisée dans de nombreux cas, comme par exemple, l'étude de micro-disques [74], de micro-résonateurs [75] ou encore de cristaux photoniques [76].

Finalement, cette méthode de modélisation convient bien à notre appli-

cation. En effet, d'une part, cette méthode permet de faire des simulations sans approximation autre que la 2D, et d'autre part, le fait que ce soit une méthode modale, implique que le temps de calcul n'est pas directement proportionnel à la taille de la structure modélisée.

3.4.2 Description générale de la méthode

Le but de cette présentation n'est pas de rentrer dans les détails de la méthode. Pour nous cette méthode de modélisation n'a été qu'un outil « clé en main ». Ainsi, nous n'avons pas directement travaillé à la conception et à l'amélioration de celui-ci. En simplifiant très fortement, cette méthode consiste en trois grandes étapes :

- établissement de l'équation de propagation ;
- résolution dans l'espace de Fourier ;
- optimisation des PML.

Tout ce travail de développement de la méthode ayant été réalisé au sein de l'IMEP ; nous ne présenterons pas plus en détails cette méthode. Pour le lecteur qui voudrait s'intéresser de plus près à cette méthode, nous conseillons la thèse de Guillaume Custillon [14]. Cette thèse porte plus précisément sur le développement et l'utilisation de l'AFMM pour la modélisation de l'interaction entre un nano-plot et un guide optique.

3.4.3 Utilisation de l'AFMM pour le choix du matériau des nano-plots

L'étude a été réalisée pour différents matériaux. L'objectif était de déterminer lequel des matériaux envisagés remplit le mieux les critères suivants :

- respect du critère de prélèvement de l'énergie (*ie.* $2/(N + 2)$) ;
- chromatisme minimum ;
- plot faiblement absorbant (l'énergie doit être diffusée) ;
- directivité de la diffusion (idéalement la lumière doit être diffusée uniquement vers le détecteur).

En tenant compte de ces contraintes le choix des matériaux étudiés s'est majoritairement porté sur des métaux. En effet, le module de leur indice de réfraction étant élevé, ils doivent permettre de prélever une quantité d'énergie suffisante. L'étude a néanmoins aussi porté sur un diélectrique possédant un indice de réfraction élevé. La structure simulée était composée d'un guide d'onde dans un substrat de verre surmonté d'un nano-plot. L'indice de réfraction du substrat était de 1,5 et celui du cœur du guide (d'une épaisseur de $1 \mu\text{m}$) était de 1,53. Enfin, le superstrat avait un indice de 1,49. Ces paramètres ont été choisis car ils permettent d'obtenir un guide d'onde monomode sur une large bande spectrale (*ie.* 400-1000 nm).

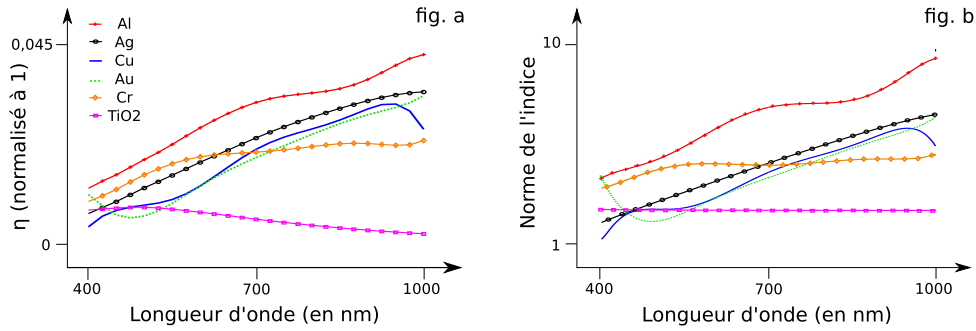


FIGURE 3.10 – Efficacité des nano-plots (telle que définie à l'équation 3.3) pour différents matériaux en fonction de la longueur d'onde

- fig. a : Évolution de la puissance rayonnée par des plots de différents matériaux ;
- fig. b : Module de l'indice de réfraction des matériaux étudiés.

Les matériaux ayant un indice imaginaire (comme les métaux) provoquent une absorption de l'énergie. Ainsi la puissance diffusée par un plot est calculée par la formule suivante :

$$P_d = P_i - P_a - P_t - P_r \quad (3.68)$$

où l'indice d correspond à diffusé, i à incident, a à absorbé, t à transmis et r à réfléchi. La quantité d'énergie absorbée peut être calculée en considérant qu'il s'agit de perte par effet Joule. Ainsi le calcul de l'énergie absorbée se présente sous la forme d'une intégrale surfacique (modélisation 2D) :

$$P_a = \int \int_S \frac{1}{2} \sigma |E|^2 dy dz \quad (3.69)$$

où σ est la conductivité du matériau calculée à partir de la partie imaginaire de l'indice de réfraction ($\sigma = -\epsilon_0 \omega \text{Im}[n_m^2]$) où n_m est l'indice du matériau).

Sur la figure 3.10.a on peut voir l'évolution de la puissance diffusée pour différents matériaux ; ces matériaux sont tous des métaux à l'exception du TiO_2 qui est un diélectrique. La première chose que l'on peut remarquer est que la dispersion chromatique de la puissance rayonnée est relativement élevée pour les métaux, alors qu'elle est relativement faible pour le TiO_2 . Deux mécanismes opposés sont à l'origine de cette dispersion chromatique :

- la dispersion modale ;
- la dispersion des indices de réfraction.

La dispersion modale est due au fait, qu'à indice du substrat et du guide constants, l'amplitude du mode guidé est inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Ainsi, plus la longueur d'onde est grande, moins l'interaction entre le plot et le mode guidé va être importante. Finalement, à indice des matériaux constant, la quantité d'énergie diffusée va en décroissant avec l'augmentation de la longueur d'onde. La dispersion des indices de

réfraction va directement jouer sur le pouvoir de diffusion du plot. Ainsi, plus le matériau va avoir un indice important plus il va diffuser.

En comparant les figures 3.10.a et 3.10.b [77, 78, 79] on peut constater que c'est généralement la dispersion du matériau qui est dominante. Or cette variation est très importante. Ainsi sur la plage de longueur d'onde étudiée la puissance rayonnée varie d'un facteur 30 à 40 pour les métaux. En ce qui concerne le TiO_2 , étant donné que son indice est constant sur la bande spectrale étudiée c'est la dispersion modale qui domine. Ainsi, son efficacité diminue avec la longueur d'onde ; néanmoins la variation est nettement plus faible que pour les métaux.

Un autre paramètre intéressant à étudier est le phénomène d'absorption de l'énergie par le plot. Sur la figure 3.11 on peut voir l'évolution de l'absorption par les plots en fonction de la longueur d'onde. La première chose que l'on peut remarquer est le fait que le chrome absorbe beaucoup d'énergie (jusqu'à 1,5 %), alors que l'argent n'absorbe quasiment pas d'énergie. Le TiO_2 n'est pas représenté sur cette figure car, étant un diélectrique, il absorbe beaucoup moins d'énergie que les métaux.

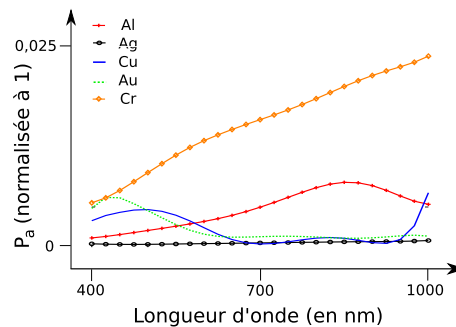


FIGURE 3.11 – *Pouvoir d'absorption des matériaux*

Finalement, il ressort de cette étude que, parmi les matériaux étudiés, le meilleur candidat pour la réalisation des nano-plots diffusifs est le TiO_2 . Néanmoins, étant donné les techniques de réalisation dont nous disposons, nous n'avons pas pu réaliser les nano-plots avec ce matériau. Aussi nous avons donc utilisé les métaux les plus adéquats, c'est à dire l'argent et l'or.

3.4.4 Conclusions sur l'AFMM

L'AFMM développée au sein de l'IMEP nous a permis de choisir le matériau optimum pour la réalisation d'un SWIFTS. Cette méthode permet aussi de définir l'enterrage optimum du guide. Néanmoins il faut souligner que, d'une part, cette méthode n'est qu'à deux dimensions et que, d'autre part, elle ne permet pas (ou très difficilement) de modéliser des guides à gradient d'indice. Ces deux limitations font que cette méthode donne des résultats

plus qualitatifs que quantitatifs. C'est-à-dire quelle permet de déterminer un matériau qui va avoir les bonnes propriétés ainsi que l'évolution de l'efficacité en fonction de la profondeur d'enterrage et de la taille des plots ; mais elle ne permet pas de quantifier précisément les valeurs numériques des paramètres de fabrication.

Ces limitations sont en partie comblées par les développements effectués au sein du LNIO³. En effet, une équipe de recherche avec qui nous collaborons développe une modélisation à trois dimensions. Ils développent aussi une méthode de caractérisation à trois dimensions en champ proche.

Enfin, une autre limitation très importante est le temps de calcul. En effet, pour un nombre restreint de plots l'AFMM est une méthode de modélisation performante, néanmoins lorsque le nombre de plots dépasse la centaine, les temps de calcul et la mémoire vive nécessaires deviennent rédhibitoires. C'est pourquoi nous avons utilisé en complément une méthode de modélisation matricielle que nous présentons dans la partie suivante.

3.5 Modélisation matricielle

Dans la partie précédente nous avons introduit une modélisation complète de l'interaction entre un plot et une portion de guide droit. Même si, comme nous l'avons vu, cette méthode donne avant tout des résultats qualitatifs, celle-ci est très importante pour la compréhension des phénomènes entrant en jeu dans un SWIFTS. Néanmoins nous avons aussi vu que cette méthode présente des problèmes matériels (temps de calcul et mémoire vive) qui la rende difficilement utilisable pour la modélisation complète d'un SWIFTS. C'est pourquoi nous avons utilisé une méthode de modélisation matricielle qui s'apparente à une méthode fréquemment utilisée dans le domaine des radio-fréquences. Nous avons en fait utilisé un formalisme basé sur une matrice de diffraction, aussi appelée matrice S , pour caractériser chacun des plots.

Notre objectif est de modéliser un composant SWIFTS complet en prenant en compte les effets des réflexions sur les nano-plots. Pour ce faire nous allons tout d'abord introduire le formalisme matriciel ainsi que son application à SWIFTS. Dans un second temps, nous utiliserons ce formalisme dans le cas d'un SWIFTS idéal. Et enfin, nous observerons le cas d'un SWIFTS réaliste.

3.5.1 Présentation de la modélisation matricielle d'un plot

Malgré le fait que la matrice S porte le nom de matrice de diffraction (S pour *Scattering*), terme qui fait plutôt référence à l'optique, ce formalisme a été introduit pour les radio-fréquences. Dans ce domaine la diffraction

³. Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, qui est un partenaire du projet SWIFTS situé à Troyes. lnio.utt.fr

fait référence à la façon dont sont affectées les ondes de tensions et d'intensités par une discontinuité présente sur une ligne de transmission. Ainsi, le phénomène modélisé à l'aide de ce formalisme est très similaire à notre problème.

En radio-fréquences les paramètres de diffraction ou paramètres S (éléments de la matrice S) décrivent la fonction de transfert d'un dispositif. De nombreuses propriétés d'un circuit électrique peuvent être modélisées à l'aide des paramètres S , comme par exemple le gain, les pertes ou encore les coefficients de réflexion. Ce qui en fait donc un formalisme bien adapté à notre problème de réflexion/transmission/diffusion par un plot. Ce formalisme est présenté dans divers ouvrages et articles notamment par Kurokawa [80], Morton [81] et Pozar [82].

Le formalisme des matrices S permet de modéliser des structures très complexes comprenant un grand nombre d'entrées et de sorties. Dans notre cas, nous allons utiliser des matrices 3×3 dont on peut voir une illustration sur la figure 3.12 ; ce formalisme a été présenté dans un « proceeding » d'une conférence de l'OSA sur les FTS (Ferrand et al. [83]). Les trois entrées et trois sorties sont :

- le bout côté gauche du guide ;
- le bout côté droit du guide ;
- le nano-plot diffusif.

Une telle matrice S s'écrira de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (3.70)$$

où les S_l sont les sorties et E_l sont les entrées.

3.5.1.1 Géométrie du problème et hypothèses de départ

Le système de base que nous allons étudier est un plot situé au milieu d'une portion de guide droit de longueur Δx comme on peut le voir sur la figure 3.12. Tout comme dans la première partie de ce chapitre, nous n'allons modéliser qu'une lumière monochromatique, guidée par un seul mode et ayant une seule polarisation. Ainsi, les paramètres a_g, b_g, a_d, b_d, c et d correspondent aux amplitudes complexes des ondes entrantes et sortantes du système. Tout d'abord nous négligeons les effets de couplages inter-plot. En effet, on pourrait imaginer qu'une partie de la lumière diffusée par un plot soit réintroduite dans le guide par un autre plot. Néanmoins vu la distance relativement importante entre deux plots (qq μm), nous pouvons considérer que l'effet de recouplage est négligeable. D'autre part, nous considérerons que la seule illumination du système provient de la lumière injectée de part et d'autre du guide droit. Ainsi, nous considérons que d sera toujours égal à zéro. Enfin, la dernière hypothèse que nous ferons est que l'effet de chaque

plot est symétrique et linéaire.

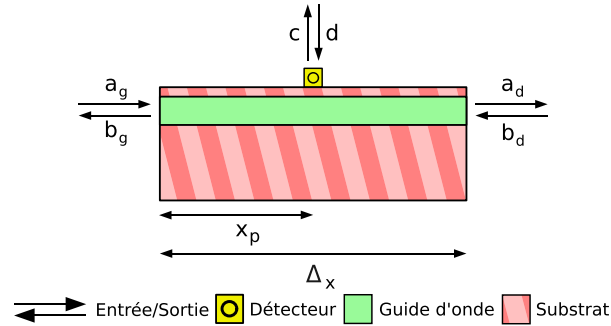


FIGURE 3.12 – Schéma de la brique de base d'un SWIFTS : un plot diffusif et sa portion de guide d'onde adjacente

Finalement, la matrice S que nous utiliserons pour modéliser un plot sera la suivante :

$$\begin{pmatrix} b_g \\ a_d \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r e^{-2j\phi_g} & t e^{-j(\phi_g + \phi_d)} & 0 \\ t e^{-j(\phi_g + \phi_d)} & r e^{-2j\phi_d} & 0 \\ \eta e^{-j\phi_g} & \eta e^{-j\phi_d} & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a_g \\ b_d \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.71)$$

où r est le coefficient complexe de la réflexion sur le plot, t est le coefficient complexe de la transmission et η est le coefficient complexe de la diffusion par le plot. Ces coefficients sont multipliés par les coefficients de propagation dans les bouts de guide droit :

$$\begin{aligned} \phi_g &= 2\pi n x_p \sigma \\ \phi_d &= 2\pi n (\Delta_x - x_p) \sigma \end{aligned} \quad (3.72)$$

De plus, étant donné que nous considérons que d sera toujours nul nous pouvons prendre que les paramètres S_{i3} sont nuls. Ces coefficients peuvent être calculés avec la méthode introduite dans la partie précédente ou bien en première approximation avec le modèle d'une diffusion par un point. Si l'on considère qu'il n'y a pas de pertes, ces coefficients doivent suivre la formule suivante :

$$\eta = \sqrt{1 - |r|^2 - |t|^2} \quad (3.73)$$

avec $\eta = \sqrt{n_s/n_g} \times E_d/E_i$, $r = E_r/E_i$ et $t = E_t/E_i$ (n_s étant l'indice du milieu extérieur au guide, n_g l'indice effectif du mode guidé, E_i le champ électrique de l'onde incidente, E_d celui de l'onde diffusée, E_r celui de l'onde réfléchie et E_t celui de l'onde transmise).

3.5.1.2 Transformation de la matrice S en matrice de transfert

Afin de modéliser un SWIFTS complet il est utile d'introduire la matrice de transfert, notée matrice T . Cette matrice de transfert est cascable, c'est-à-dire que pour calculer la réponse d'un système composé de N éléments en série, il suffit de multiplier l'ensemble de leurs matrices T . Ainsi une matrice

T symbolise la relation qui existe entre les entrées et sorties de gauche et les entrées et sorties de droite. Le passage d'une matrice S à une matrice T peut se faire dans le cas d'un problème linéaire et réversible sur l'échelle du temps; ces deux conditions sont nécessaires car avec une matrice T, on calcule certains champs d'entrée en fonction d'une partie des champs de sortie. Ainsi, il faut être sûr, d'une part, de la correspondance réciproque entre un état de sortie et un état d'entrée (linéarité), et d'autre part, de la réversibilité temporelle du problème. SWIFTS répondant à ces deux contraintes, on peut utiliser ce formalisme.

Mavaddat [84] a expliqué l'intérêt des matrices de transfert et comment passer d'une matrice S à sa matrice T associée. Le principe de passage est très simple et les détails de calcul sont exposés en annexe E. Ainsi, pour calculer la réponse globale d'un SWIFTS, il suffit de multiplier entre elles les N matrices de transfert et de ré-inverser la matrice obtenue.

La matrice T générale associée à la matrice S définie dans l'équation 3.70 est donnée par la formule suivante :

$$\begin{pmatrix} S_2 \\ E_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{21} - \frac{S_{22}S_{11}}{S_{12}} & \frac{S_{22}}{S_{12}} & S_{23} - \frac{S_{22}S_{13}}{S_{12}} \\ -\frac{S_{11}}{S_{12}} & \frac{1}{S_{12}} & -\frac{S_{13}}{S_{12}} \\ S_{31} - \frac{S_{32}S_{11}}{S_{12}} & \frac{S_{32}}{S_{12}} & S_{33} - \frac{S_{32}S_{13}}{S_{12}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_1 \\ S_1 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (3.74)$$

On peut définir de la même manière la relation entre une matrice T quelconque et sa matrice S associée :

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{T_{21}}{T_{22}} & \frac{1}{T_{22}} & -\frac{T_{23}}{T_{22}} \\ T_{11} - \frac{T_{12}T_{21}}{T_{22}} & \frac{T_{12}}{T_{22}} & T_{13} - \frac{T_{12}T_{23}}{T_{22}} \\ T_{31} - \frac{T_{32}T_{21}}{T_{22}} & \frac{T_{32}}{T_{22}} & T_{33} - \frac{T_{32}T_{23}}{T_{22}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (3.75)$$

Dans le cas d'un plot tel que défini précédemment (cf. § 3.5.1.1) la matrice de transfert vaut :

$$\begin{pmatrix} a_d \\ b_d \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left(t - \frac{r^2}{t}\right) e^{-j(\phi_g + \phi_d)} & \frac{r}{t} e^{-j(\phi_d - \phi_g)} & 0 \\ -\frac{r}{t} e^{j(\phi_d - \phi_g)} & \frac{1}{t} e^{j(\phi_g + \phi_d)} & 0 \\ \eta e^{-j\phi_g} \left(1 - \frac{r}{t}\right) & \frac{\eta}{t} e^{j\phi_g} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_g \\ b_g \\ d \end{pmatrix} \quad (3.76)$$

3.5.2 Présentation de la modélisation matricielle d'un SWIFTS complet

3.5.2.1 Géométrie du problème

Un SWIFTS complet n'est autre que la juxtaposition de N plots les uns à côté des autres sur un guide d'onde. Dans le cadre matriciel, un SWIFTS peut donc être modélisé comme la mise en cascade des matrices S de chacun des plots du SWIFTS, comme on peut le voir sur la figure 3.13. Le SWIFTS présenté sur cette figure est un SWIFTS Gabor puisqu'il dispose de deux entrées et sorties de chaque côté du guide d'onde. Pour représenter un SWIFTS de type Lippmann, il suffit de rajouter un élément à droite qui modélise le miroir. La matrice S d'un miroir est la suivante :

$$S = \begin{pmatrix} -e^{-4j\pi nL\sigma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.77)$$

où L est la distance entre la fin de la section de guide du dernier plot et le miroir (on peut d'ailleurs prendre théoriquement une valeur négative).

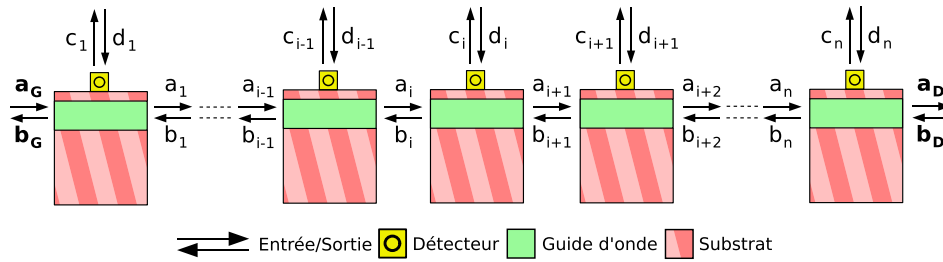


FIGURE 3.13 – Schéma d'un ensemble de briques de base d'un SWIFTS Gabor

3.5.2.2 Établissement de la matrice S d'un SWIFTS complet

La première étape nécessaire au calcul des valeurs des champs diffusés par les plots est de calculer la matrice S totale d'un SWIFTS. En effet, cette matrice S totale nous permettra de calculer la valeur des champs sortants en fonction des champs entrants. Cette matrice S s'obtient aisément à partir des matrices de transfert de chaque plot. En effet, la matrice S totale n'est autre que la matrice associée à la matrice T totale, or celle-ci n'est autre que la multiplication de l'ensemble des matrices T des différents plots entre elles. Ainsi la matrice T totale s'écrit :

$$T_{tot} = T_N T_{N-1} \dots T_2 T_1 = \prod_{m=N}^1 T_m \quad (3.78)$$

où T_m est la matrice transfert du $m^{\text{ème}}$ plot. Ainsi à partir de l'équation 3.75 on peut obtenir la matrice S d'un SWIFTS complet.

Cette matrice S totale ne nous sert qu'à calculer les champs sortants de part et d'autre d'un SWIFTS en fonction des champs entrants. Ainsi, si nous

prenons pour hypothèse que les d_m sont tous nuls, il ne nous est pas nécessaire de conserver l'ensemble des éléments de la matrice de dimension 3×3 . Dans ce cas de figure, pour calculer les valeurs de a_D et b_G il nous suffit de connaître les éléments S_{tot11} , S_{tot12} , S_{tot21} et S_{tot22} . Ce passage à une matrice 2×2 permet notamment de diminuer le nombre de calculs à effectuer.

3.5.2.3 Expression des champs diffusés

Comme nous l'avons déjà dit, la matrice S totale nous permet d'obtenir les valeurs de a_D et b_G en fonction a_G et b_D . Afin d'obtenir les valeurs des champs diffusés par les différents plots il nous suffit d'utiliser les champs a_G et b_G et la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} a_{m+1} \\ b_{m+1} \\ c_m \end{pmatrix} = T_m \begin{pmatrix} a_m \\ b_m \\ d_m \end{pmatrix} = \prod_{l=m}^1 T_l \begin{pmatrix} a_G \\ b_G \\ d_1 \end{pmatrix} \quad (3.79)$$

On peut préférer exprimer la valeur des champs c_m en fonction des champs entrants à droite et à gauche plutôt qu'en fonction des champs entrants et sortants à gauche. Alors, en utilisant la matrice on montre aisément que :

$$\begin{pmatrix} b_m \\ a_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{21}^m + T_{22}^m S_{11}^{tot} & T_{22}^m S_{12}^{tot} \\ T_{11}^m + T_{12}^m S_{11}^{tot} & T_{12}^m S_{12}^{tot} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a_G \\ b_D \end{pmatrix} \quad (3.80)$$

où les T_{kl}^m sont les éléments de la matrice $\prod_{l=m}^1 T_l$ et les S_{kl}^{tot} sont ceux de la matrice S totale, et donc que :

$$\begin{pmatrix} a_{m+1} \\ b_{m+1} \\ c_m \end{pmatrix} = T_m \times \begin{pmatrix} a_m \\ b_m \\ 0 \end{pmatrix} = T_m \times \begin{pmatrix} T_{21}^m + T_{22}^m S_{11}^{tot} & T_{22}^m S_{12}^{tot} \\ T_{11}^m + T_{12}^m S_{11}^{tot} & T_{12}^m S_{12}^{tot} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a_G \\ b_D \end{pmatrix} \quad (3.81)$$

où T_m est la matrice T du $m^{\text{ième}}$ plot.

3.5.3 Utilisation de la modélisation matricielle dans le cas d'un SWIFTS idéal

Dans le cas d'un SWIFTS idéal les plots, supposés identiques, sont tous caractérisés par les mêmes coefficients complexes de transmission, de réflexion et de diffusion. De plus dans le cas d'un SWIFTS idéal nous considérerons que $x_p = \Delta x/2$ c'est-à-dire que les plots sont au milieu du morceau de guide qui leur est associé. Ainsi, ϕ_a est égal à ϕ_g . Afin de simplifier les expressions des équations, pour la suite de cette partie 3.5.3, nous inclurons les coefficients de déphasage dans les paramètres r , t et η . Finalement, dans

le cas idéal, les matrices S et T associées aux plots sont les suivantes :

$$S = \begin{pmatrix} r & t & 0 \\ t & r & 0 \\ \eta & \eta & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad T = \begin{pmatrix} t - \frac{r^2}{t} & \frac{r}{t} & 0 \\ -\frac{r}{t} & \frac{1}{t} & 0 \\ \eta \left(1 - \frac{r}{t}\right) & \frac{\eta}{t} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.82)$$

3.5.3.1 Expression de la matrice S d'un SWIFTS idéal

Étant donné que les matrices S de chacun des plots constituant un SWIFTS idéal sont les mêmes, la matrice T totale d'un tel SWIFTS est la suivante :

$$T_{tot} = T^N \quad (3.83)$$

où N est le nombre de plots. En annexe F nous présentons les détails des calculs nous permettant d'obtenir la matrice T totale par une méthode de diagonalisation. En utilisant l'expression de la matrice T totale donnée en annexe (cf. § F.1) et l'équation 3.75 on peut aisément obtenir l'expression de la matrice S totale :

$$S_{tot} = -\frac{1}{\lambda^N(\lambda^{-1} - t^{-1}) - \lambda^{-N}(\lambda - t^{-1})} \begin{pmatrix} \frac{r}{t}(\lambda^N - \lambda^{-N}) & \lambda - \lambda^{-1} \\ \lambda - \lambda^{-1} & \frac{r}{t}(\lambda^N - \lambda^{-N}) \end{pmatrix} \quad (3.84)$$

$$\text{où } \lambda = \frac{t^2 - r^2 + 1 + \sqrt{(t^2 - r^2 + 1)^2 - 4t^2}}{2t}$$

3.5.3.2 Expression des champs diffusés

À partir de l'équation de la matrice S totale et en utilisant l'équation 3.80 on peut calculer la valeur des champs a_m et b_m :

$$\begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{N-m} & B_m \\ B_{N-m} & A_m \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a_G \\ b_D \end{pmatrix} \quad (3.85)$$

$$\text{où } A_l = \frac{\lambda^l(\lambda^{-1} - t^{-1}) - \lambda^{-l}(\lambda - t^{-1})}{\lambda^N(\lambda^{-1} - t^{-1}) - \lambda^{-N}(\lambda - t^{-1})}$$

$$\text{et } B_l = -\frac{r}{t} \times \frac{\lambda^l - \lambda^{-l}}{\lambda^N(\lambda^{-1} - t^{-1}) - \lambda^{-N}(\lambda - t^{-1})}$$

Finalemnt, en utilisant le fait que :

$$\lambda^2 = (t^2 - r^2 + 1)\lambda/t - 1$$

et que :

$$\lambda^{-2} = (t^2 - r^2 + 1)\lambda^{-1}/t - 1$$

on peut montrer que :

$$c_m = C_m a_G + C_{N-m-1} b_D \quad (3.86)$$

$$\text{où } C_l = \eta \frac{\lambda^{N-l} \left((1 - r/t)\lambda^{-1} - t^{-1} \right) - \lambda^{l-N} \left((1 - r/t)\lambda - t^{-1} \right)}{\lambda^N (\lambda^{-1} - t^{-1}) - \lambda^{-N} (\lambda - t^{-1})}$$

Cette dernière formule est particulièrement importante car il s'agit de la formulation la plus simple possible de l'interférogramme d'un SWIFTS.

Cas particulier de $r = 0$

Dans le cas particulier où $r = 0$ on se replace en fait dans le cas du modèle simplifié. Dans ce cas particulier on peut montrer que $\lambda = t$ et donc l'équation des champs diffusés 3.86 devient :

$$c_m = \eta (t^m a_G + t^{N-m+1} b_D) \quad (3.87)$$

avec $t = \sqrt{1 - |\eta|^2} e^{-j\pi n \Delta x \sigma}$. On peut montrer que l'on retrouve l'expression de l'interférogramme idéal donné précédemment (cf. § 3.7).

3.5.4 Comparaison avec l'AFMM

Comme nous venons de le voir, il est possible d'obtenir une modélisation complète (*ie.* prenant en compte les réflexions) qui soit assez simple à l'aide d'un formalisme matriciel. Afin de valider la pertinence de cette méthode nous allons maintenant présenter une comparaison entre le formalisme matriciel et l'AFMM. Afin de réaliser cette comparaison nous avons étudié un système comportant 19 plots. Nous avons choisi un nombre de plots relativement réduit afin de garantir un temps de calcul raisonnable.

Sur la figure 3.14 on peut voir les interférogrammes issus de l'AFMM et du formalisme matriciel S. Ces résultats proviennent d'une simulation d'un composant sur verre (indice substrat : $n_s = 1,5$ et indice guide : $n_g = 1,53$) avec des plots tous les $17 \mu m$, la longueur d'onde de simulation étant $700 nm$. Sur la figure 3.14.a on peut voir que les deux méthodes donnent les mêmes variations mais de valeurs moyennes différentes. L'écart sur la valeur moyenne provient du fait que l'AFMM ne permet pas de mesurer l'énergie diffusée dans les directions voisines à celles du guide alors que la méthode matricielle si. Néanmoins cette différence n'est pas gênante vu que le fond continu ne comporte pas d'information spectrale. Sur la figure 3.14.b on peut voir, qu'une fois la différence de valeur moyenne corrigée, les deux méthodes donnent un contraste légèrement différent. Cela provient principalement du fait que la méthode matricielle modélise un plot ponctuel

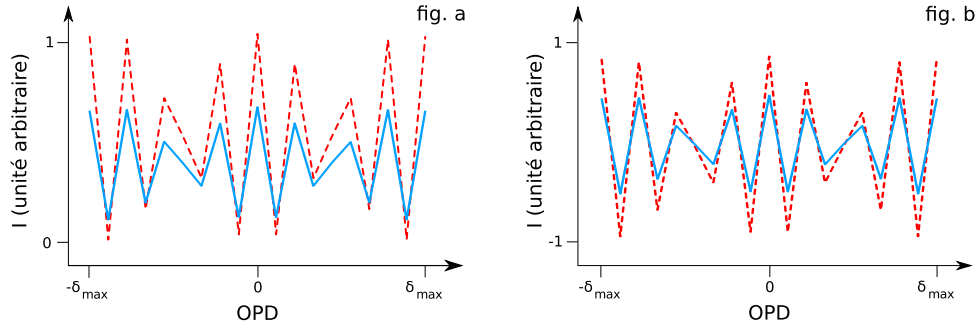


FIGURE 3.14 – Comparaison entre les résultats issus de l’AFMM et du modèle matriciel

- fig a. : Interférogramme AFMM (trait plein bleu) et interférogramme S (trait pointillé rouge) non corrigés ;
- fig b. : Interférogramme AFMM (trait plein bleu) et interférogramme S (trait pointillé rouge) corrigés de leur valeur moyenne.

et non un objet de taille finie. Afin de quantifier cette erreur sur le contraste nous avons calculé l’erreur moyenne entre les deux méthodes comme suit :

$$\epsilon = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N \frac{|P_S(l) - P_{AFMM}(l)|}{P_d} \quad (3.88)$$

où P_S est le résultat de la méthode matricielle, P_{AFMM} le résultat de la méthode AFMM, P_d la puissance diffusée et N le nombre de plots simulés. Sur la figure 3.15 on peut voir l’évolution de cette erreur en fonction de la longueur d’onde. Tout d’abord on peut remarquer que cette erreur est relativement faible ($< 2,5\%$) et périodique. On peut aussi remarquer que des pics maximums apparaissent. Ils correspondent aux cas où le chemin optique entre deux plots est de la forme suivante :

$$\lambda = \frac{4 * n * P_p}{2N + 1} \quad (3.89)$$

Ces longueurs d’onde correspondent au cas où un plot sur deux est sur un maximum d’intensité et un plot sur deux sur un minimum. L’erreur la plus importante de la méthode matricielle sur ces longueurs d’onde provient du fait que celle-ci modélise un plot ponctuel alors que l’AFMM modélise un plot de taille finie. Ainsi, la méthode matricielle permet « d’éteindre » complètement des plots alors que dans la réalité (ou dans le cas de l’AFMM) cela est impossible du fait de leur taille finie. Dans le cas où les plots ne sont pas sur des *extremum* cette erreur est donc moins visible.

En conclusion, la méthode de modélisation matricielle apparaît donc comme un outil de modélisation pertinent pour la modélisation d’un SWIFTS. En effet, elle permet de modéliser assez fidèlement le comportement d’un SWIFTS tout en étant simple de mise en œuvre et économe en temps de calcul.

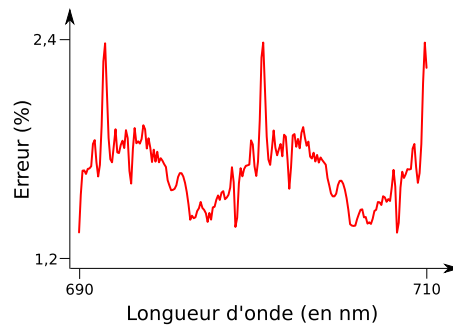


FIGURE 3.15 – Évolution de l'erreur sur les franges données par l'algorithme S et l'AFMM avec la longueur d'onde

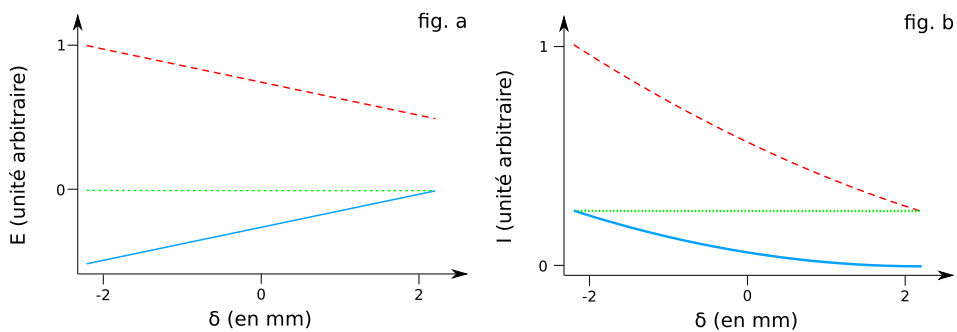


FIGURE 3.16 – Mise en évidence des réflexions de Bragg (entrée d'une onde uniquement par un côté)

- fig a. : champs réels de l'onde propagative (trait pointillé rouge) et de l'onde contra-propagative (trait plein bleu), et champs imaginaires des deux ondes (points verts). On peut remarquer que le champ est uniquement réel sur les plots et que les deux champs sont en opposition de phase ;
- fig b. : énergie propagée (trait pointillé rouge) et contra-propagée (trait plein bleu). On peut remarquer que l'énergie totale (points verts) est constante tout au long du guide.

3.5.5 Étude du phénomène des réflexions de Bragg grâce au modèle matriciel idéal

Toute l'étude suivante porte sur un composant idéal ayant les caractéristiques suivantes :

- Nombre de plots : $np = 256$;
- Nombre de points de balayage de l'interférogramme : $nb = 128$;
- Distance inter-plot : $Pp = 8,5 \mu\text{m}$;
- Efficacité des plots : $\eta = 2/258$;
- Relations entre les champs diffusé, transmis et réfléchi : plot infiniment petit (cf. § 3.3.2) ;
- Déphasage entre l'onde transmise et l'onde réfléchie : $\Delta\phi = \pi$;

- Indice effectif du guide : $n = 1,519$.

Il est intéressant de noter que dans le cas d'un déphasage de π entre l'onde transmise et l'onde réfléchie, la partie réfléchie de l'énergie équivaut à peu près au carré de l'énergie transmise. Pour montrer cela, il suffit de résoudre les conditions données par le modèle de la diffusion par un point. Physiquement, le choix de prendre π doit bien représenter la réalité. En effet, dans le cas d'une réflexion avec un passage d'un milieu d'indice moins élevé vers un milieu d'indice plus élevé, l'onde réfléchie est déphasée de π . Or, dans le cas de la réflexion par un plot, on est dans une situation similaire. En effet, le plot métallique a pour effet d'augmenter l'indice effectif du guide de manière locale. Ainsi, l'onde réfléchie doit être déphasée de π .

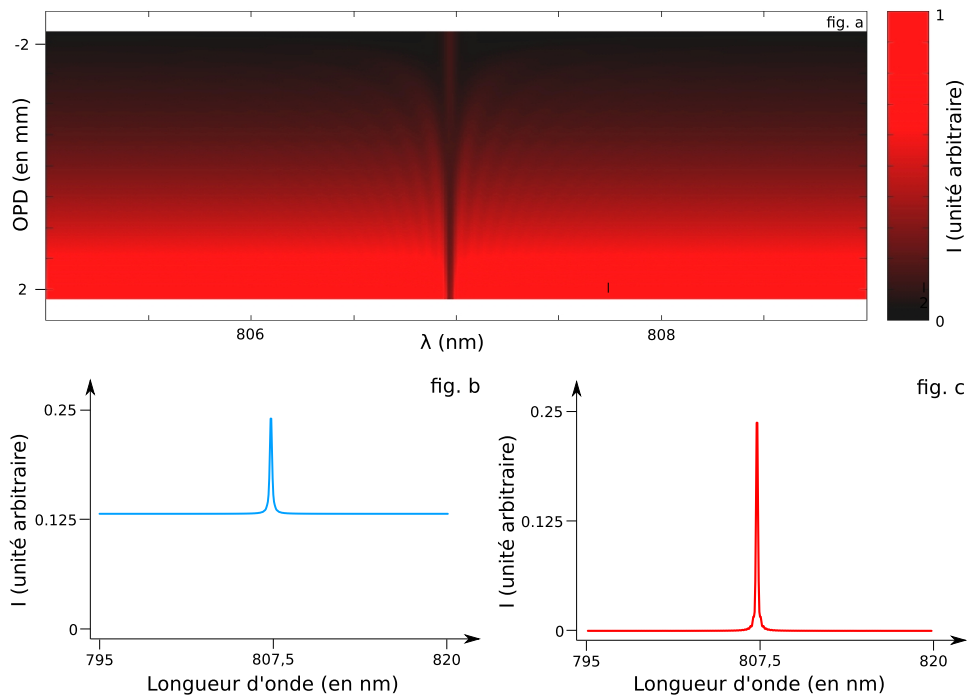


FIGURE 3.17 – Variation de l'énergie diffusée en fonction de la longueur d'onde

De la lumière monochromatique est injectée uniquement d'un côté du composant.

- fig. a : énergie diffusée par les plots ;
- fig. b : énergie transmise, on observe un maximum au niveau de la longueur d'onde de Bragg ;
- fig. c : énergie réfléchie, tout comme dans le cas d'un miroir de Bragg, on observe un maximum au niveau de la longueur d'onde de Bragg.

L'essentiel de l'étude menée sur ce composant l'a été pour des longueurs d'onde proches de $\lambda_{32} = 806,96875 \text{ nm}$. Cette longueur d'onde est particulière car $Pp = 32 \times \lambda_{32}/2n$, or comme nous le verrons, l'essentiel des choses intéressantes dans le cas d'un SWIFTS, se trouvent près d'une lon-

gueur d'onde de la forme suivante :

$$\lambda_N = \frac{2 * Pp * n}{N} \quad (3.90)$$

où N est un entier positif non nul. Comme nous le verrons, nous nommerons par la suite ces longueurs d'onde particulières les longueurs d'onde de Bragg ou longueurs d'onde de repliement.

3.5.5.1 Présentation du phénomène des réflexions de Bragg

Le phénomène que nous appelons « réflexions de Bragg » est similaire au phénomène utilisé par le miroir de Bragg, mis au point par William Lawrence Bragg. Un tel miroir est un empilement de surfaces planes transparentes d'indices de réfraction différents. Ce système permet d'obtenir des miroirs de très grande qualité. Dans le cas où l'on empile deux types de matériaux d'indices n_1 et n_2 on obtient un miroir dont le pouvoir de réflexion est maximal aux longueurs d'onde dites de Bragg. Ces longueurs d'onde ont pour particularité d'être liées à l'épaisseur des couches des deux matériaux empilés. En effet, les longueurs d'onde de Bragg suivent l'équation suivante :

$$\lambda_{m,N} = \frac{4n_m e_m}{N} \quad (3.91)$$

où n_m est l'indice du matériau, e_m est l'épaisseur du matériau et N est un entier positif non nul.

Dans le cas d'un SWIFTS, on observe un effet similaire. En effet, les nano-plots étant régulièrement espacés et provoquant une légère réflexion de l'onde incidente, un composant SWIFTS se comporte pour partie comme un miroir de Bragg.

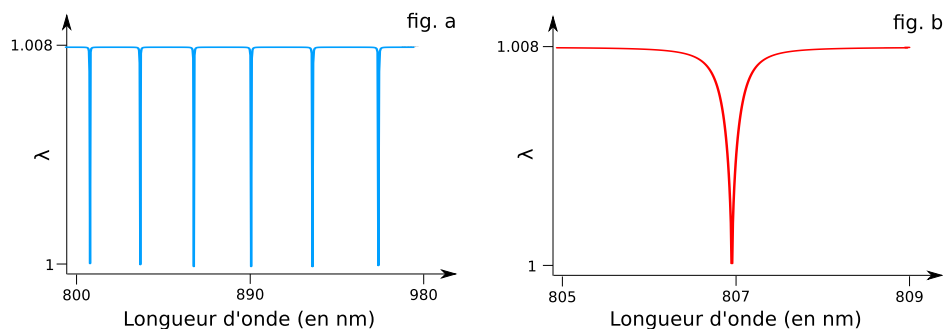


FIGURE 3.18 – Évolution du coefficient λ (valeur propre de la matrice T) avec la longueur d'onde

- fig. a : le coefficient λ est égal au module de t sur quasiment tout le domaine spectral sauf aux longueurs d'onde de Bragg ;
- fig. b : détail de l'évolution du coefficient λ autour de la longueur d'onde de Bragg λ_{32} .

La figure 3.16 met en évidence ce phénomène. La partie a de cette figure représente les parties réelles et imaginaires des champs propagatifs et contre-propagatifs au niveau des plots d'un SWIFTS Gabor alimenté d'un seul côté par une onde monochromatique λ_{32} . La partie b représente quant à elle l'énergie guidée et diffusée. Comme on peut le voir sur la figure 3.16.a les ondes propagatives et contrapropagatives ont la même phase au niveau de tous les plots. De plus, ces deux champs sont en opposition de

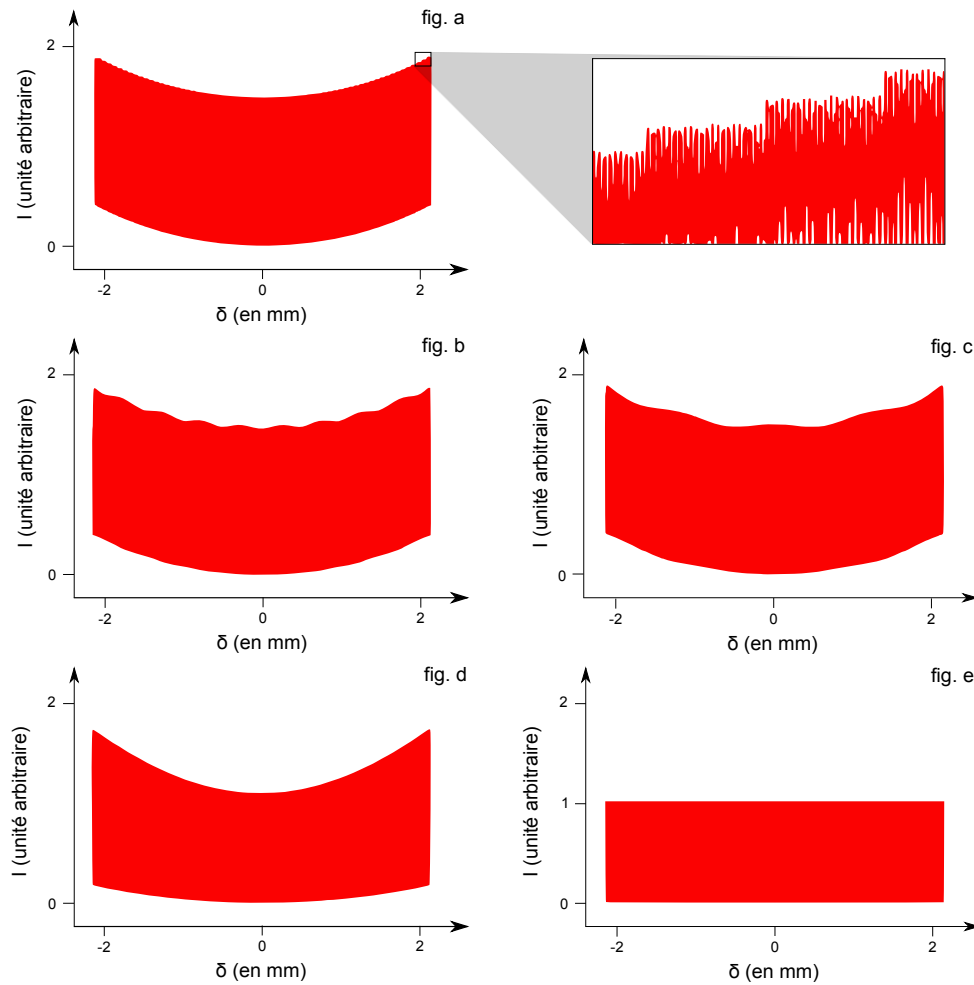


FIGURE 3.19 – Évolution des interférogrammes monochromatiques idéaux d'un SWIFTS Gabor à l'approche d'une fréquence de Bragg

- fig. a : interférogramme pour une longueur d'onde quelconque ;
- fig. b : interférogramme pour $\lambda = 806,145 \text{ nm}$;
- fig. c : interférogramme pour $\lambda = 806,592 \text{ nm}$;
- fig. d : interférogramme pour $\lambda = 806,926 \text{ nm}$;
- fig. e : interférogramme pour $\lambda = \lambda_{32} = 806,968 \text{ nm}$.

phase. Ceci résulte du fait que l'énergie diffusée est constante tout au long du SWIFTS. Sur la figure 3.17 on peut voir l'évolution de ce phénomène en fonction de la longueur d'onde. On peut aussi voir que contrairement

au miroir de Bragg, l'onde n'est pas totalement réfléchi aux longueurs d'onde de Bragg. Cela provient du fait que contrairement à un miroir de Bragg, l'interface réfléchissante (*ie.* le nano-plot) ne fait pas que réfléchir l'onde, elle la diffuse aussi. Ainsi une longueur d'onde de Bragg dans le cas d'un SWIFTS se caractérise par un maximum de réflexion et de transmission.

Les champs a_m et b_m dans un SWIFTS dépendent essentiellement de la valeur du coefficient λ . La figure 3.18 montre l'évolution du module de λ . On peut remarquer que celui-ci est égal au module de $1/t$ (coefficient de transmission d'un plot) sur quasiment tout le domaine spectral; celui-ci est seulement différent aux longueurs d'ondes de Bragg où il vaut 1.

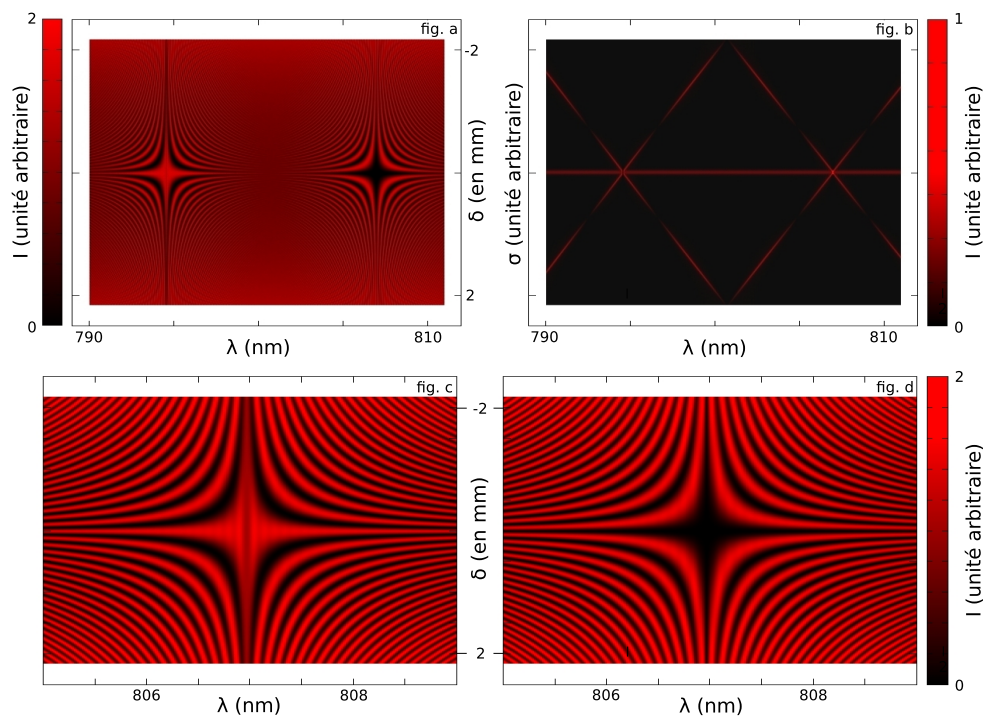


FIGURE 3.20 – Réponse monochromatique d'un SWIFTS Gabor

- *fig. a* : interférogrammes simulés ;
- *fig. b* : transformée de Fourier des interférogrammes simulés ;
- *fig. c et d* : zoom aux abords d'une fréquence de Bragg :
 - *fig. c* : ondes incidentes en phase au niveau du zéro OPD ;
 - *fig. d* : ondes incidentes en opposition de phase au niveau du zéro OPD.

3.5.5.2 Incidence des réflexions de Bragg sur le spectre mesuré

Comme on peut le voir sur la figure 3.19, le phénomène des réflexions de Bragg influence la forme de l'interférogramme et donc le spectre mesuré. Dans un premier temps, deux cas extrêmes sont intéressants à analyser :

- interférogramme d'une longueur d'onde de Bragg ;

- interférogamme d'une longueur d'onde quelconque.

La zone d'action de cette influence est inversement proportionnelle au pouvoir de résolution. Ainsi plus un SWIFTS aura un pouvoir de résolution élevé ($d\sigma$ faible), plus la zone d'influence des réflexions de Bragg sera petite.

Le premier cas correspond à la figure 3.19.e, alors que le second cas correspond à la figure 3.19.a. On peut voir que le cosinus hyperbolique disparaît aux longueurs d'onde de Bragg et que le contraste baisse aussi. Sur un zoom de l'interférogamme d'une longueur d'onde quelconque, on peut voir que le cosinus hyperbolique est construit par morceau du fait du balayage en OPD. Sur les figures 3.19.b, c et d on peut voir que l'interférogamme se transforme de manière graduelle à proximité d'une longueur d'onde de Bragg. On peut voir que des oscillations « modulant » l'interférogamme apparaissent. On peut remarquer que la fréquence de ces oscillations diminue au fur et à mesure que l'on se rapproche de la longueur d'onde de Bragg. Ces oscillations sont dues aux réflexions internes. À l'approche d'une longueur d'onde de Bragg ces réflexions se « mettent » progressivement en phase.

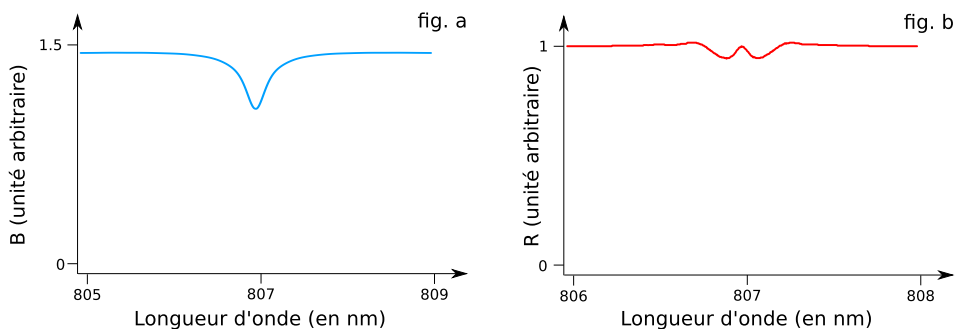


FIGURE 3.21 – Influence des réflexions de Bragg sur la résolution spectrale locale et sur l'efficacité

- fig a. : courbe de la réponse photométrique d'un SWIFTS Gabor à proximité d'une longueur d'onde de Bragg ;
- fig b. : courbe du pouvoir de résolution d'un SWIFTS Gabor à proximité d'une longueur d'onde de Bragg.

L'observation de ces interférogammes nous permet de supputer le fait que ces variations vont avoir un effet sur le pouvoir de résolution et sur l'efficacité d'un SWIFTS.

La figure 3.20 est une représentation en deux dimensions de la réponse d'un SWIFTS. Nous allons nous attarder un petit peu sur la description de cette figure. Tout d'abord il faut bien comprendre ce qui est représenté. Sur les figures 3.20.a, c et d l'axe des ordonnées représente la position du plot, alors que l'axe des abscisses représente quant à lui la longueur d'onde.

Ainsi, les deux côtés d'injection de la lumière sont le haut et le bas de cette image. En fait, chaque colonne de cette image représente la réponse d'un même SWIFTS Gabor à une onde monochromatique. Nous retrouverons ce type d'image dans la partie de présentation des résultats ; ce type d'image est très pratique pour synthétiser les informations de calibration. En effet, si on dispose de cette image pour trois ou quatre déphasages différents (ou bien d'une image sans interférences : injection d'un seul côté), on a alors toutes les informations nécessaires à la caractérisation et la calibration d'un SWIFTS. On dispose en effet de la position des plots (déphasage au niveau de chaque plot) et de l'efficacité de plots (luminosité des plots) ; la position incluant tous les défauts comme l'in-homogénéité du guide ou le déphasage des ondes transmises et réfléchies dus aux plots.

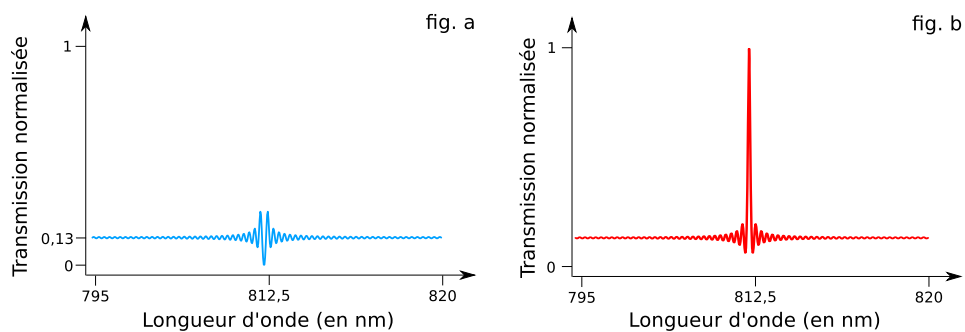


FIGURE 3.22 – Transmission en bout de guide d'un SWIFTS en fonction de la longueur d'onde pour deux cas particuliers de déphasage

- fig. a : sur la longueur d'onde de Bragg (environ 812 nm) les deux ondes sont en phase au niveau de tous les plots : au niveau de la longueur d'onde de Bragg aucune énergie n'est transmise ;
- fig. b : sur la longueur d'onde de Bragg (environ 812 nm) les deux ondes sont en opposition de phase au niveau de tous les plots : au niveau de la longueur d'onde de Bragg toute l'énergie est transmise.

Incidence sur la photométrie et sur le pouvoir de résolution

La figure 3.21 est une simulation numérique des courbes de réponse et de résolution d'un SWIFTS en fonction de la longueur d'onde. Pour réaliser ces courbes, nous avons tout d'abord calculé l'interférogramme mesuré par un SWIFTS pour un onde incidente monochromatique, puis calculé la transformée de Fourier de cet interférogramme. La résolution mesurée est la FWHM de la transformée de Fourier des interférogrammes. Afin d'avoir une mesure précise nous avons interpolé le spectre mesuré par la technique dite de « bourrage de zéros » (*zero-padding* en anglais). Cette technique consiste tout simplement à rajouter des zéros à la fin de l'interférogramme. Sur la figure 3.21.b on peut donc voir que la résolution est très légèrement améliorée aux abords des longueurs d'onde de Bragg. Sur la figure 3.21.a on peut voir que la réponse d'un SWIFTS à une fréquence de Bragg est nettement plus faible. Ainsi, on passe d'une réponse d'environ 1,48 hors fréquence de Bragg à 1

pour une fréquence de Bragg (normalisée à 2) dans le cas d'un Michelson). Aux abords d'une fréquence de Bragg, cette baisse de la réponse est due à deux causes. D'une part le contraste des franges baisse de manière graduelle et d'autre part l'amélioration du pouvoir de résolution se paie par un transfert d'une partie du signal du pic central de la TF aux pics secondaires.

Incidence sur l'énergie transmise en bout de guide

Les réflexions de Bragg se traduisent aussi par une variation de la quantité d'énergie qui sort de chaque côté. On peut ainsi voir sur la figure 3.22 que la variation de la transmission d'un SWIFTS varie très fortement et surtout dépend du déphasage entre les ondes propagative et contra-propagative au niveau des plots. Ainsi lorsque les ondes sont en opposition de phase au niveau des plots le SWIFTS apparaît transparent et aucune énergie n'est diffusée par les plots : alors que lorsque les ondes sont en phase on observe un effet opposé, c'est-à-dire que toute l'énergie est diffusée par les plots. On remarque par ailleurs que dans le cas où on est loin d'une longueur d'onde de Bragg on retrouve une transmission indépendante du déphasage et d'un niveau de 13 % comme introduit précédemment (*cf.* § 3.1.3.1).

3.5.6 Modélisation des imperfections

L'utilisation du modèle matriciel dans un cas idéal nous a permis de mettre en évidence et de caractériser le phénomène des réflexions de Bragg. Il nous a aussi permis de donner une formule « analytique » de l'interférogramme issu d'un SWIFTS. Néanmoins, dans la réalité des choses il n'est pas possible de réaliser un SWIFTS parfait. Aussi, durant cette thèse un modèle matriciel complet (*ie.* prenant en compte les imperfections) a été développé. Ce modèle est un programme codé en Fortran qui nécessite comme entrée un fichier des paramètres du composant et un fichier des paramètres de la source lumineuse. Le fichier composant doit comporter :

- le type de SWIFTS (Gabor ou Lippmann);
- le nombre de plot;
- l'indice effectif du guide en fonction du nombre d'onde;
- le nombre de pas de balayage (ou le nombre de guide);
- le pas de chacun des points de balayage (ou la distance au miroir);
- les matrices S de chacun des plots, c'est-à-dire :
 - la position des plots;
 - la longueur de la portion de guide de chacun des plots;
 - le déphasage induit par les plots et par l'in-homogénéité de l'indice effectif sur l'onde transmise et l'onde réfléchi en fonction du nombre d'onde;
 - l'efficacité du plot en fonction du nombre d'onde.

et le fichier source quant à lui comporte uniquement le spectre de la source lumineuse. Étant donné que les informations spectrales ne sont pas forcément les mêmes dans les deux fichiers, une interpolation par une fonction

« spline » est faite afin de faire correspondre les informations. Ce programme comporte aussi un module permettant de « bruitez » (bruit de photon, courant d'obscurité, bruit de fond et bruit de lecture) les données du fichier de sortie. Le fichier de sortie est une image sur laquelle apparaissent les réponses du SWIFTS pour différents points de balayage de l'OPD.

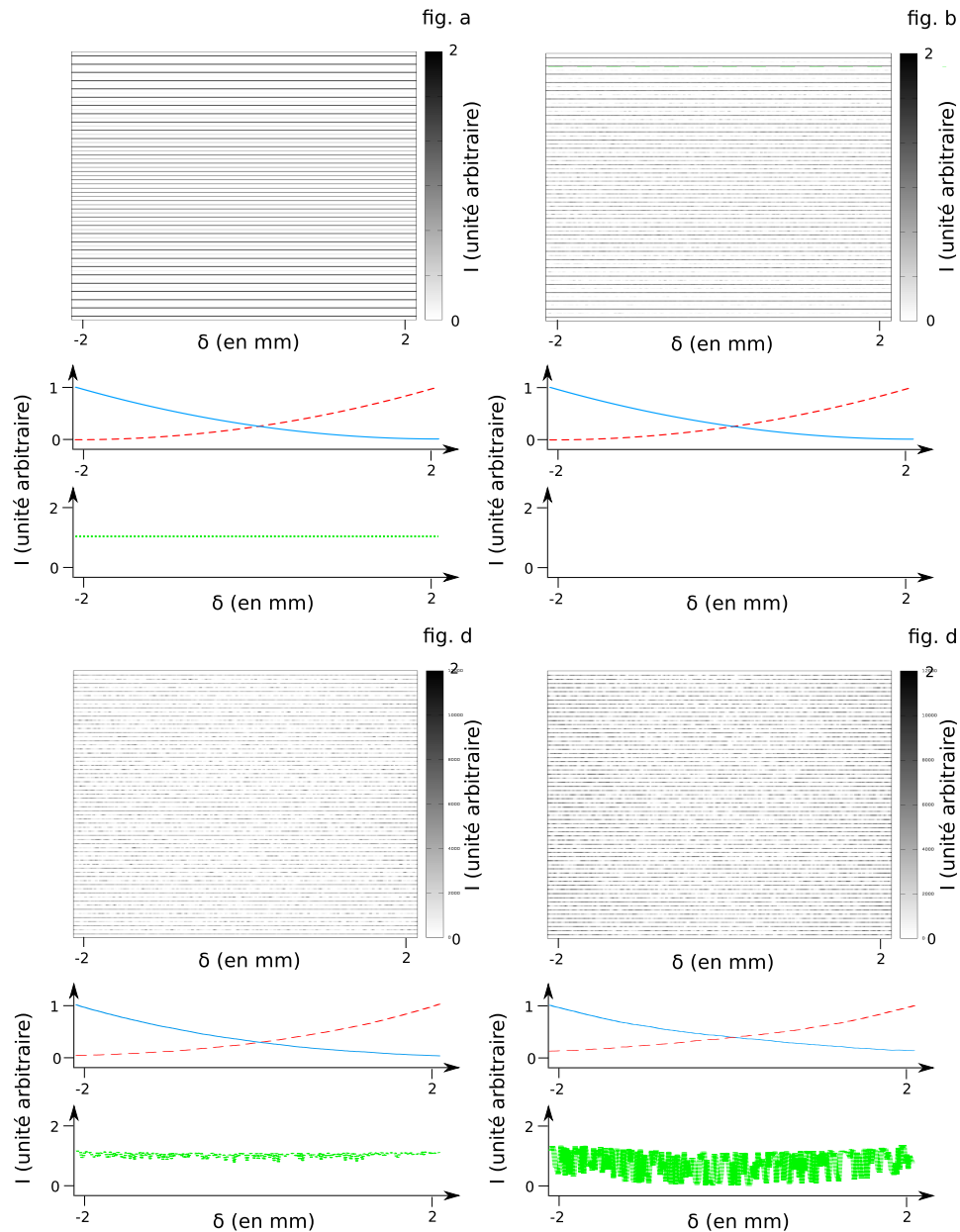


FIGURE 3.23 – Influence de l'erreur de positionnement des plots sur le phénomène des réflexions de Bragg

Les images des « traits » horizontaux représentent 128 fois le même SWIFTS Gabor alimenté avec la même lumière mais dont le déphasage varie en o (guide du haut) et Pp (guide du bas). Les graphes situés au-dessous représentent l'énergie propagative (trait plein bleu), l'énergie contre-propagative (trait pointillé rouge) et l'énergie diffusée (points verts) dans le SWIFTS du haut de l'image correspondante.

Ce programme n'a pas été utilisé pour réaliser une étude quantitative. Il a principalement été développé en vue de réaliser des tests sur les algorithmes de réduction de données (principalement une méthode de transformée de Fourier à pas non constants). Il nous a néanmoins permis d'étudier la résistance du phénomène des réflexions de Bragg à une « apériodisation » des nano-plots. La série d'images 3.23 représente la réponse de quatre SWIFTS Gabor à une même onde monochromatique à une longueur d'onde de Bragg. La seule différence entre ces quatre SWIFTS simulés est le taux d'erreur sur la position des plots. Ainsi la figure 3.23.a représente un SWIFTS idéal, la b un SWIFTS dont la position des plots a une erreur de type gaussien et d'écart type de 10 nm, la c de 40 nm et la d de 80 nm. De manière qualitative nous pouvons dire que ce phénomène est assez faiblement résistant. Ainsi, dès que l'écart type entre la position idéale des plots et leur position réelle est de l'ordre de grandeur d'une fraction de la longueur d'onde de travail, le phénomène est très nettement atténué (figure 3.23.b et c), voire inexistant (figure 3.23.d). Finalement, cette modélisation nous a permis de conclure sur le fait que le phénomène des réflexions de Bragg devra principalement être traité comme un problème de calibration photométrique.

3.6 Conclusions sur le modèle matriciel

Le modèle matriciel est, comme nous venons de le voir, plus complet que le modèle simplifié présenté dans la première partie de ce chapitre. Il nous a permis notamment de faire apparaître le phénomène des réflexions de Bragg. Le modèle idéal permet aussi d'obtenir une expression « analytique » simple d'un interférogramme issu d'un SWIFTS et de faire des simulations réalistes dans un laps de temps court. Le modèle matriciel général (*ie.* incluant les défauts de fabrication), quant à lui, permettra notamment de tester les algorithmes de réduction de données en cours de développement.

3.6.1 Limites du modèle matriciel

Malgré tous ses avantages, le modèle matriciel n'est pas non plus exempt de défauts. Le premier d'entre eux est l'impossibilité de faire varier le contraste des plots. Ainsi, avec une matrice 3x3 il n'est pas possible de modéliser un plot ayant une étendue finie. Ce genre de matrice ne peut que modéliser un point diffusant. Afin d'améliorer cela, la solution est d'augmenter la taille de matrices et ainsi de simuler un plot comme étant un nombre N de plots infiniment petits disposés les uns à côté des autres. Le principal problème de cette généralisation est le fait d'alourdir les calculs.

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté l'ensemble des méthodes de modélisation qui ont été mises en œuvre durant cette thèse afin d'étudier de

manière théorique le comportement d'un SWIFTS. Nous avons pu mettre en évidence un certain nombre de problèmes que la réalisation technique doit éviter ou le cas échéant les méthodes de correction lorsque les défauts sont inévitables.

Dans ce chapitre nous avons surtout pu montrer que le concept de SWIFTS possède un fort potentiel sur le plan de la résolution et de l'efficacité. Nous avons aussi pu voir que SWIFTS se différencie finalement peu d'un FTS classique. La principale différence consiste en la présence du phénomène des réflexions de Bragg.

Perspectives

Les outils de modélisation que nous avons mis en place ou bien utilisés sont relativement complets en ce qui concerne l'étude d'un SWIFTS. La principale voie de travail que nous n'avons pas exploré est la modélisation en trois dimensions de l'interaction entre un nano-plot et un guide d'onde. Ce travail serait intéressant afin d'obtenir des résultats plus quantitatifs quant à l'efficacité des plots.

RÉALISATION D'UN SWIFTS GABOR MULTIPLEX TEMPOREL

4

SOMMAIRE

4.1	CONCEPTION DES COMPOSANTS	121
4.1.1	Systèmes précédant les nano-plots	122
4.1.2	Schéma des composants réalisés	125
4.2	RÉALISATION	125
4.2.1	Réalisation des guides : l'échange d'ions	125
4.2.2	Réalisation des plots : technique de lithographie E-beam	128
4.2.3	Réalisation des électrodes : photolithogravure	129
4.3	L'INTERACTION PLOT - PIXEL : LE PHÉNOMÈNE DE DIAPHOTIE	130
4.4	ANALYSE DES PERFORMANCES	133
4.4.1	Étude du rapport signal à bruit	133
4.4.2	Études de cas	136
4.5	BANC DE CARACTÉRISATION	137
4.5.1	Système d'injection et de visualisation	139
4.5.2	Variateur d'OPD	142
	CONCLUSION	145

Au début de cette thèse, le LAOG ne disposait que d'un seul composant de test et de quasiment aucun moyen de caractérisation. La travail expérimental qui a été effectué a donc été dans un premier temps de mettre en place un banc de caractérisation puis de développer conjointement avec les partenaires du projet de nouveaux composants. Dans un second temps qui a occupé l'essentiel de cette thèse nous avons amélioré les moyens de caractérisation. Finalement, les moyens de caractérisation sont pleinement opérationnels depuis début septembre 2010.

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter le « design » des composants finaux et la méthode de réalisation de ces composants. Dans un

second temps nous revenons sur les performances attendues pour de tels composants, et notamment en ce qui concerne le rapport signal à bruit. Enfin, nous présentons les moyens de caractérisation développés au sein du LAOG et qui nous ont permis d'obtenir les résultats présentés dans le chapitre suivant.

4.1 Conception des composants

Comme nous l'avons vu dans l'introduction à SWIFTS (*cf.* § 2.4.3) un SWIFTS Gabor est composé de différents éléments de base. Nous avons étudié en détail le guide d'onde droit et sa série de nano-plots mais il y a aussi une jonction Y, un guide courbe et un variateur d'OPD. Tous ces éléments n'étant pas compliqués et/ou ayant été très largement étudiés nous ne faisons ici qu'une présentation succincte.

Deux types de composants ont été développés :

- des composants avec jonction Y et variateur d'OPD intégrés (*cf.* figure 4.1-b) ;
- des composants avec jonction Y externe (*cf.* figure 4.1-a).

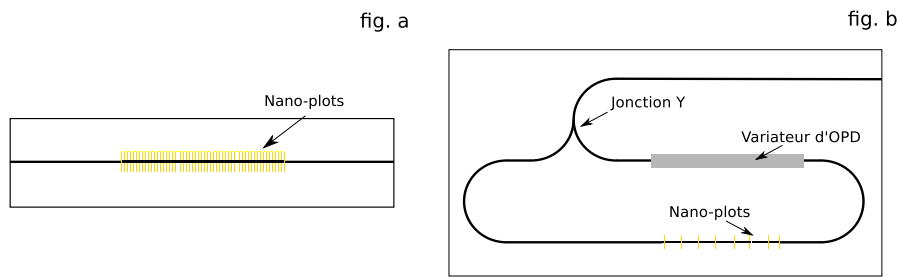


FIGURE 4.1 – Schémas des composants réalisés

Durant cette thèse nous avons pu obtenir des résultats avec les composants de la deuxième sorte. Toutefois, nous présentons ici les deux types de SWIFTS Gabor développés. Par ailleurs, l'objectif final du projet SWIFTS est la fabrication d'un spectromètre avec un composant d'optique intégrée collé sur un détecteur. Ainsi, les composants réalisés et testés sont compatibles avec des capteurs CCD du marché. La distance inter-plot est donc soit de $14 \mu\text{m}$ soit de $17 \mu\text{m}$, deux pas compatibles avec des CCD de E2V¹ envisagés comme détecteurs pour des SWIFTS complets. Durant cette thèse, les résultats ont été obtenus à l'aide d'un appareillage d'imagerie en volume (microscope et imagerie grand champ).

Les développements réalisés durant cette thèse sont en lien très forts avec ceux réalisés dans le cadre du projet SWIFTS 400-1000. Ce projet a pour but de fabriquer un démonstrateur de SWIFTS Lippmann - multiplex spatial complet. Ainsi, les moyens techniques de caractérisation et de fabrication utilisés sont communs à ce projet et à cette thèse. Une présentation plus précise de ce projet est faite en annexe A.1.2.2.

1. Entreprise de production de capteurs CCD à destination spatiale et scientifique partenaire du projet SWIFTS www.e2v.com

4.1.1 Systèmes précédant les nano-plots

Dans cette partie nous allons introduire rapidement les systèmes précédant les nano-plots.

4.1.1.1 La jonction Y

Une jonction Y sert à diviser le flux lumineux présent dans un guide d'onde en deux parties dirigées vers deux guides d'onde distincts. Idéalement une jonction Y sépare le flux en deux parties égales. Ainsi, si on injecte une puissance P_0 on doit normalement avoir $P_0/2$ sur chaque sortie.

Une jonction Y se compose de trois parties :

- un guide d'injection ;
- une transition adiabatique ;
- deux guides de sortie.

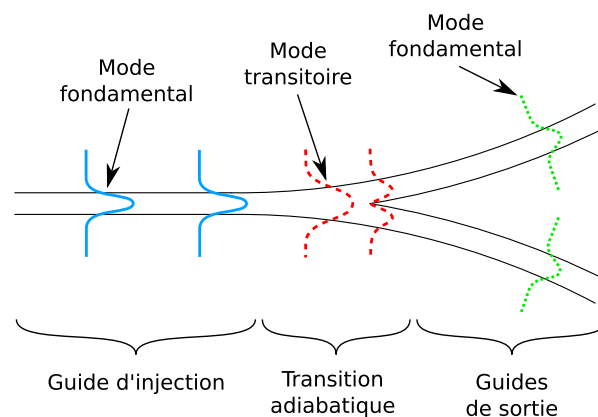


FIGURE 4.2 – Schéma d'une jonction Y.

Dans une telle jonction, le guide est progressivement élargi pour atteindre deux fois sa largeur initiale. Il est ensuite divisé en deux. Sur la figure 4.2 nous avons représenté l'allure des modes fondamentaux guidés. Dans la partie où le guide est droit le mode fondamental ne varie pas tout au long de sa propagation. À partir du moment où le guide s'élargit le mode fondamental est progressivement déformé pour devenir un mode de transition. Ensuite, ce mode de transition se divise progressivement en deux à partir de la séparation en deux guides. Finalement, on obtient un mode fondamental dans chacun des guides de sortie.

L'élargissement du guide est faite très progressivement afin de garantir que le mode fondamental injecté soit élargi de manière adiabatique, c'est-à-dire sans perte d'énergie.

Comme on peut le voir sur la figure 4.3-a, nous avons réalisé une jonction Y à l'aide de deux portions de guide en rond de 1,5 mm de rayon.

4.1.1.2 Les guides courbes

Dans un SWIFTS Gabor afin de guider la lumière issue de la jonction Y de part et d'autre de la portion de guide droit, il est nécessaire d'utiliser des guides courbes.

Le soucis que l'on doit avoir lors de la réalisation de guides courbes est, d'une part, de ne pas avoir un rayon de courbure trop faible et, d'autre part, de ne pas avoir de discontinuité. En effet, si le guide courbe possède un rayon de courbure trop faible celui-ci va avoir des pertes; de plus une discontinuité dans le rayon de courbure peut être interprétée comme une courbure locale infiniment petite.

La transmission d'un guide courbe n'est pas une fonction tout ou rien. C'est-à-dire qu'il n'y a pas un rayon de courbure en dessous duquel le guide ne conduit pas du tout. Ainsi, il existe une période de transition entre le moment où le guide ne conduit pas du tout, et le moment où le guide conduit comme un guide droit. Cette période de transition résulte en une courbe de transmission qui est dépendante de la longueur d'onde de travail. En effet, les courtes longueurs d'onde ne se comportent pas comme les longues longueurs d'onde au passage d'un guide courbe. Il existe plusieurs méthodes afin de modéliser les pertes d'un guide courbe. Il y a tout d'abord l'AFMM, et notamment l'utilisation qui en a été faite par Martin [13]. On peut tout aussi bien utiliser des méthodes de BPM ou de FDTD. Dans le cadre de cette thèse nous n'avons pas utilisé d'outil de modélisation de ce type pour choisir le rayon de courbure minimal pour la réalisation d'un SWIFTS Gabor. En effet, nous nous sommes appuyés sur le savoir-faire des personnels techniques de l'IMEP. Ceux-ci savent par expérience les paramètres à utiliser pour la réalisation de guides courbes.

Finalement, nous avons utilisé les mêmes rayons de courbure que pour la jonction Y, c'est-à-dire 1,5 mm. Ce choix apparaît comme un bon compromis entre les risques de pertes de guidage et la compacité souhaitée pour un tel composant. De plus, les guides courbes présentent l'avantage d'opérer un filtrage modal² beaucoup plus rapidement qu'un guide droit. Or, comme dans notre cas nous avons besoin de guides monomodes cela est aussi un avantage.

4.1.1.3 Le variateur thermique d'OPD

Comme nous l'avons déjà vu, à l'heure actuelle il n'existe pas de détecteurs assez petits pour échantillonner correctement l'onde stationnaire produite dans un SWIFTS. Aussi, dans le cas du multiplex temporel, un variateur d'OPD, permet de pallier ce manque de détecteurs nano-scopiques et ainsi de réaliser des spectromètres large bande.

2. Élimination des modes guidés à perte.

Deux voies sont possibles quant à la réalisation de ce variateur d'OPD :

1. un variateur externe ;
2. un variateur intégré.

Les résultats obtenus durant cette thèse sont tous issus de la première méthode. Néanmoins, nous avons réalisé des composants avec variateur d'OPD intégré que nous n'avons pas encore pu tester.

Ces variateurs d'OPD utilisent un effet thermo-optique, il s'agit en fait d'électrodes métalliques déposées au-dessus des guides. Ces électrodes sont en fait utilisées comme de simples résistances de contact. Elles permettent d'échauffer le substrat de verre et ainsi de faire varier l'OPD par deux mécanismes : la dilatation thermique et la variation thermique de l'indice de réfraction. Dans le cas du verre utilisé dans cette thèse ces deux coefficients sont à peu près égaux et valent environ $1.10^{-5} K^{-1}$. Il faut donc une variation de température d'environ 260 K pour atteindre une variation d'OPD de $2 \times 17 \mu m$ avec une électrode de 10 mm de long. Cette variation de température peut paraître trop élevée mais en fait il ne faut pas perdre de vue que seul le guide doit être chauffé ; ainsi, ce sont seulement quelques microns cubes qui doivent être chauffés. Pour un usage à court terme, des températures aussi élevées ne présentent donc pas de risque. Néanmoins, dans le cas d'un usage intensif, on risque de changer la nature du guide, aussi, il faudra préférer faire des électrodes plus grande afin de minimiser la variation de température nécessaire. Il est à noter que pour éviter toute perte de guidage il est nécessaire de déposer une couche tampon de diélectrique (silice dans notre cas) entre le guide et l'électrode.

De tels types de variateurs ont déjà été utilisés et testés, par exemple dans des essais de réalisation de variateur de biréfringence (Lang [85]). Dans sa thèse, Thimeo Lang a étudié le déphasage entre les deux polarisations induit par un tel variateur thermo-optique. Néanmoins cet exemple d'utilisation est problématique dans le cas de SWIFTS. En effet, une variation d'OPD trop importante entre les deux polarisations peut être problématique. Thimeo Lang montre que cet effet permet un déphasage de $0,3 \pi$ pour une puissance appliquée de 750 mW à des électrodes de chrome de 5 mm de long, 10 μm de large et de moins de 1 μm d'épaisseur. De telles électrodes ont une résistivité d'environ 1 k Ω et sont détruites (par fusion) pour des puissances de 1 W à 2 W suivant la qualité du dépôt de chrome.

Afin de déterminer si cette solution était envisageable nous avons dû réaliser des simulations en FDTD ; pour cela nous avons utilisé le logiciel Comsol multiphysics [®]. Tout d'abord les simulations que nous avons effectuées nous indique qu'à une puissance de 1 W correspond une température d'environ 1 500 K. Cette température peut apparaître très élevée mais en fait elle doit correspondre assez bien à la réalité. En effet, cette puissance correspond à la température de claquage des électrodes (fusion des électrodes).

Pour obtenir une température d'environ 280 °C nos simulations indiquent qu'il faut une puissance d'environ 200 mW. Or, à cette puissance Thimo Lang indique avoir mesuré un déphasage d'environ $0,05 \pi$ entre les polarisations. Cette valeur est très largement acceptable puisqu'elle correspond à une baisse de contraste d'environ 2,5 % pour la variation d'OPD maximale. Cette baisse de contraste étant proportionnelle à la variation d'OPD, celle-ci s'apparente donc à une apodisation. Or une apodisation de seulement 2,5 % n'a quasiment pas d'effet sur le spectre.

Finalement, cette rapide étude en FDTD nous permet de dire que pour la réalisation d'un SWIFTS, l'utilisation d'électrodes comme variateur d'OPD est possible.

4.1.2 Schéma des composants réalisés

Sur la figure 4.3 on peut voir les derniers masques de photolithographie réalisés. Il y a un masque pour la réalisation des guides et un masque pour la réalisation des électrodes. Sur ce masque on peut voir deux séries de 64 guides de 6 μm de large ainsi qu'une boucle de SWIFTS Gabor. Les guides droits nous servent à tester des composants SWIFTS sans autre élément intégré. De plus la série d'électrodes disposée sur des guides droit devra nous permettre de tester ces électrodes et de les calibrer.

4.2 Réalisation

La réalisation d'un SWIFTS Gabor complet passe par trois étapes. Il faut tout d'abord réaliser les guides d'onde dans le substrat. Ensuite il faut déposer les plots diffusifs à la surface des guides d'onde. Et enfin, il faut réaliser un variateur d'OPD.

Dans cette partie nous allons successivement présenter ces étapes de fabrication.

4.2.1 Réalisation des guides : l'échange d'ions

Plusieurs techniques sont envisageables pour la réalisation d'un guide d'onde. Comme nous l'avons vu précédemment, le guide d'onde le plus simple consiste en la superposition de trois couches de deux milieux d'indices différents. Ainsi différentes méthodes et différents matériaux peuvent être utilisés. Le choix pour la réalisation de nos guides optiques s'est porté sur une technique dite d'échanges d'ions; technique qui est maîtrisée au sein de l'IMEP et de TeemPhotonics³ (deux partenaires du projet). Cette solution n'était pas unique puisque, par exemple, le premier SWIFTS réalisé [45] l'a été sur un substrat de silicium.

3. Entreprise partenaire du projet SWIFTS. www.teemphotonics.com

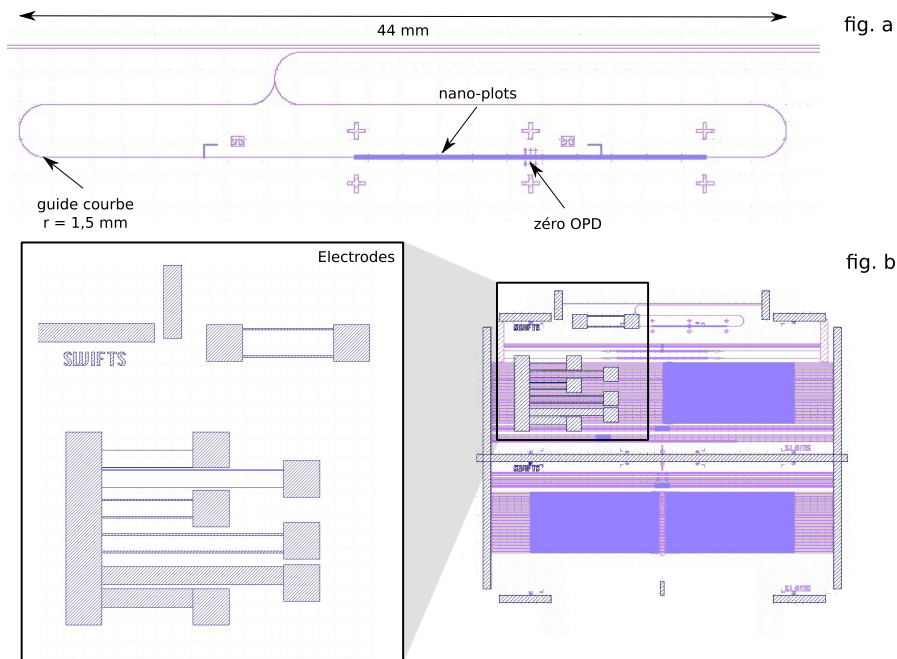


FIGURE 4.3 – Masques de réalisation des guides et des électrodes

- fig. a : boucle complète d'un SWIFTS Gabor ;
- fig. b : électrodes de différentes tailles (5 et 10 mm de long et 10, 100 et 1000 μm de large) superposées à des guides droits et à la boucle.

Nous avons choisi cette méthode pour plusieurs raisons. Tout d'abord, pour la flexibilité de la méthode. En effet, cette méthode est assez facile à mettre en œuvre et surtout les paramètres de réalisation sont faciles à modifier. Ainsi, cette méthode permet d'obtenir des guides de surfaces ayant un confinement⁴ très variable. Aussi, pour SWIFTS, cela représente un avantage non négligeable, car nous pouvons ainsi faire varier assez aisément le confinement des guides et donc l'efficacité des plots. D'autre part, cette méthode de réalisation offre des composants à faible coût de production, faibles pertes et large bande spectrale de fonctionnement (de 600nm à 1,5 μm). Enfin, cette technologie offre une bonne compatibilité avec des fibres optiques en verre. En effet, le fait d'avoir à peu près le même matériau et la même différence d'indices permet de limiter les pertes d'injection.

Cette technologie a été introduite il y a presque quarante ans par Izawa et Nakagome [86]. Le principe de l'échange d'ions est de modifier localement la concentration de certains ions présents dans le verre, ceci ayant pour effet de changer localement l'indice de réfraction.

4. Le confinement est en fait lié à la taille du mode fondamental ; taille qui est inversement proportionnelle à la différence d'indice entre le cœur et le substrat. Ainsi plus un guide est confiné (différence d'indice fort) plus le mode guidé sera petit.

4.2.1.1 Principe de l'échange d'ions

On peut distinguer deux méthodes de réalisation de guides d'onde par échange d'ions. La première consiste à immerger un substrat de verre dans un bain de sel fondu à une température élevée. La seconde consiste à déposer une couche de métal à la surface du substrat et de « tracter » les ions métalliques à l'aide d'un champ électrique. La première méthode est la plus répandue et c'est celle que nous avons utilisée.

Afin de comprendre le mécanisme de l'échange d'ions il est nécessaire de rappeler la composition et la structuration du verre. Tout d'abord, le verre est un matériau amorphe, c'est-à-dire que ce matériau possède un ordre local et non global. De plus, il est composé de différents oxydes dont la formule est de la forme suivante : A_mO_n où A est un ion alcalin et O est l'oxygène. Enfin ces composés sont classés en trois catégories suivant leur énergie de liaison :

- **Les formateurs de réseau** : ils sont à la base du verre. Ce sont des composés qui ont une liaison chimique forte. À eux seuls ils peuvent former du verre. Parmi ces types de composés on peut citer la silice (SiO_2), l'oxyde de bore (B_2O_3) ou encore l'oxyde de phosphore (P_2O_5). Dans le cas de la silice la liaison de base de réseau est une liaison $Si - O - Si$.
- **Les intermédiaires de réseau** : ces oxydes ne permettent pas tout seuls de former du verre. En effet, leur énergie de liaison est trop faible. Néanmoins, lorsqu'ils sont associés à des formateurs ils permettent de modifier les propriétés physiques du verre. Ainsi, ils permettent par exemple de modifier la résistance mécanique du verre. On peut citer parmi eux l'oxyde de titane (TiO_2), l'oxyde de plomb (PbO) ou encore l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3).
- **Les modificateurs de réseau** : ce sont des oxydes dont l'énergie de liaison est la plus faible des trois catégories. Étant donné la faible énergie de liaison de ces composés, en chauffant le verre on va pouvoir casser les liaisons des modificateurs, ce qui va libérer des cations. Parmi les modificateurs on peut citer l'oxyde de Potassium (K_2O) ou l'oxyde de sodium (Na_2O).

Ainsi, le principe de l'échange ionique consiste à briser les liaisons des modificateurs en chauffant le verre afin d'échanger les ions libérés avec les ions du bain de sel fondu. Pour cela on utilise un bain de sel de nitrate (BNO_3) fondu contenant des ions B^+ dans lequel on plonge un verre dont les modificateurs (A_2O) ne contiennent pas d'ion B^+ . Ainsi, par un phénomène de diffusion régi par la loi de Fick, des ions B^+ vont migrer du bain vers le verre et inversement des ions A^+ vont migrer du verre vers le bain. Cet échange d'ions va modifier localement l'indice de réfraction du verre. En effet, depuis les années 1940 [87, 88] on connaît une loi empirique qui relie la concentration des ions dans le verre à son indice de réfraction.

4.2.1.2 Ions échangés

Il existe plusieurs couples d'ions qui peuvent être échangés afin de créer des guides optiques (*cf.* Ramaswamy et Srivastava [89]). Chacun des couples ayant des propriétés différentes, notamment en ce qui concerne la variation d'indice. Néanmoins, au sein de l'IMEP seuls les échanges K^+/Na^+ et Ag^+/Na^+ sont disponibles.

L'échange d'ions entre K^+ et Na^+ ne permet pas des contrastes d'indices très importants (de l'ordre de 0,009) alors que l'échange d'ions entre Ag^+ et Na^+ permet lui des contrastes d'indices relativement importants (de l'ordre de 0,1). Pour la réalisation des composants SWIFTS durant cette thèse nous avons utilisé les deux procédés. Néanmoins, l'échange à l'Argent est préférable. En effet, vus les contrastes d'indices seul un échange avec des ions Argent permet de garantir une compacité acceptable pour SWIFTS ; le contraste d'indice de l'échange au Potassium ne permet pas d'envisager des rayons de courbures inférieur au *cm*. De plus, les guides par échange d'ions Argent sont enterrables par l'utilisation d'un champ électrique, alors que cela est impossible pour les ions Potassium. Or dans le cas de SWIFTS, la profondeur du guide est un paramètre qui doit pouvoir être piloté. Cela provient du fait que le guidage par échange d'ions Potassium s'opère par la création de contraintes physique sur le verre. En effet, les ions Potassium étant plus gros que les ions Sodium, ils créent donc des contraintes locales qui se traduisent par une augmentation de l'indice. Et donc, étant donné leur taille ils sont peu mobiles. Alors que le guidage par échange d'ions Argent s'opère lui par un changement de la permittivité du matériau, et comme les ions Argent sont légèrement plus petits que les ions Sodium ceux-ci sont facilement « tractés » à l'aide d'un champ électrique.

4.2.1.3 Technique de réalisation

Afin de créer un guide d'onde confiné il est nécessaire de cibler les endroits où l'on réalise l'échange d'ions. Pour cela on réalise une photolithographie sur un dépôt d'aluminium à la surface du substrat de verre. Les principales étapes de ce process sont données sur la figure 4.4.

Ce process permet d'obtenir des guides de largeur supérieure à 1 μm .

4.2.2 Réalisation des plots : technique de lithographie E-beam

Comme nous l'avons déjà vu pour la réalisation des nano-plots nous devons disposer d'une technologie nous permettant de réaliser des structures d'environ 50 *nm*. Or les techniques de lithographie optique sont limitées. En effet, la résolution limite est liée à la longueur d'onde de la source lumineuse. Ainsi, on ne peut pas réaliser des motifs plus petits que la longueur d'onde de travail. Et donc, même en travaillant dans un milieu d'indice élevé avec une source lumineuse DUV (*Deep UV*), on ne peut pas imaginer

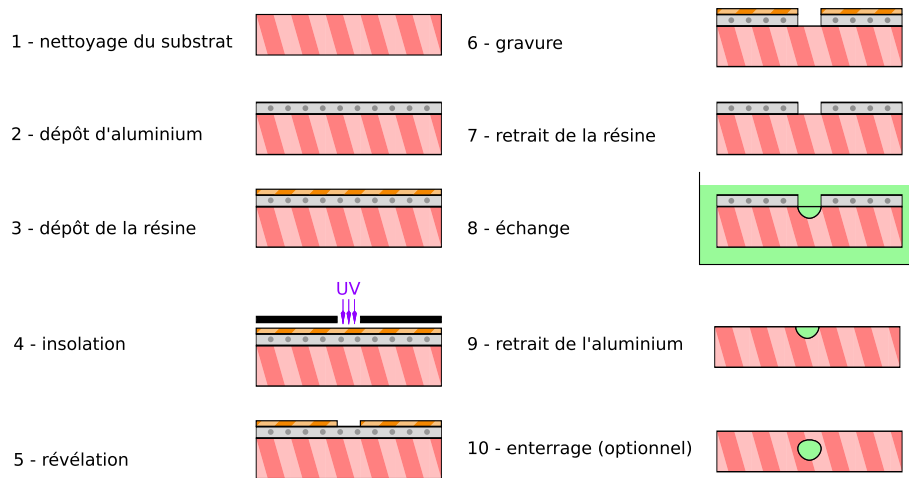


FIGURE 4.4 – Vue schématique des différentes étapes de la fabrication d'un guide d'onde par échange d'ions

descendre en dessous de la centaine de nm.

Afin, de dépasser cette limite les concepteurs de micro-circuits ont imaginé une technique de lithographie par faisceaux d'électrons. Cette technique permet d'obtenir des faisceaux d'électrons de l'ordre de 10 nm de diamètre. Néanmoins, ce qui limite la résolution n'est pas la taille du faisceau comme dans le cas optique. Dans le cas de la lithographie E-beam c'est en fait l'élargissement du faisceau d'électrons au contact de la résine sensible aux électrons qui limite la résolution. Finalement cette technique nous a permis d'obtenir des plots ayant une largeur comprise entre 50 et 100 nm . Cette étape a été principalement réalisée au sein du Laboratoire des Technologies de la Micro-électronique.

4.2.3 Réalisation des électrodes : photolithogravure

Les électrodes que nous avons réalisées (mais pas encore testées) l'ont été à l'aide d'une technique classique de photolithogravure. Il s'agit de la même technique que celle présentée précédemment pour la réalisation des masques en aluminium nécessaires à la réalisation des guides d'onde. En fait, on réalise les étapes 1 à 7 de la réalisation des guides.

De plus, étant donné que nous avons choisi de réaliser les électrodes au-dessus des guides d'onde, il est nécessaire de déposer au-dessus de ceux-ci une couche de silice. Cette couche de silice permet d'éviter que le champ évanescent de l'onde guidée ne rentre en contact avec les électrodes. En effet, dans le cas contraire cela provoquerait des pertes de guidage relativement importantes. Dans notre cas une couche de 4 à $5\text{ }\mu\text{m}$ de silice est suffisante.

4.3 L'interaction plot - pixel : le phénomène de diaphotie

Comme on peut le voir sur la figure 4.5, Custillon a montré dans sa thèse [14] à l'aide de l'AFMM que le profil de diffusion est relativement isotrope.

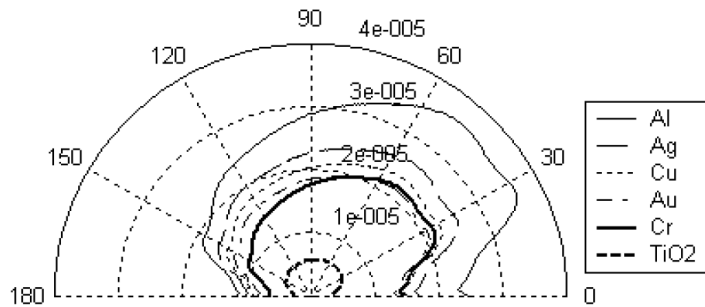


FIGURE 4.5 – Diagramme de rayonnement de plots de différents matériaux pour une longueur d'onde de 700 nm.

On peut observer tout de même une légère asymétrie du profil de diffusion. Celle-ci provient du fait que pour la simulation la structure (guide droit plus plot) n'a pas été excitée de manière symétrique ; elle ne l'a été que du côté gauche. De plus on peut remarquer que la forme des diagrammes est la même pour tous les matériaux, et que l'amplitude est proportionnelle aux résultats sur l'efficacité des plots (cf. § 3.4.3). G. Custillon conclut sur le fait que les plots rayonnent principalement entre 30° et 150° . D'autre part, dans le plan de propagation le profil de diffusion est beaucoup plus étroit du fait de la largeur des plots (qq μm de largeur contre qq dizaines de nm de profondeur).

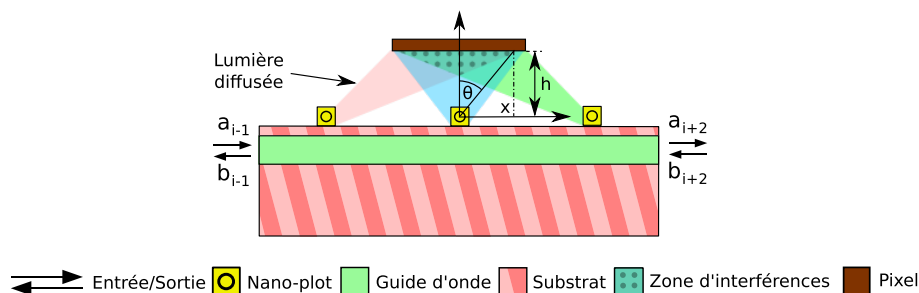


FIGURE 4.6 – Phénomène de diaphotie (crosstalk en anglais) entre les nano-plots voisins

De la lumière des plots $i - 1$ et $i + 1$ est détectée par le pixel i , ce qui provoque un phénomène de diaphotie.

Finalement, nous pouvons prendre pour approximation que les plots diffusent de manière isotrope sur un disque dont le centre se situe au niveau de l'intersection entre le plot et le guide d'onde.

Cette conclusion peut avoir un impact assez important. En effet, étant

donné que les pixels ne peuvent pas être immédiatement contre les plots (pour des raisons techniques mais aussi pour éviter que les pixels ne détectent l'onde évanescente), une partie de la lumière diffusée l'est donc vers les pixels de ses voisins. Ceci a pour conséquence de faire apparaître un phénomène de diaphotie. Afin de modéliser ce phénomène et de quantifier le problème causé, et compte tenu des résultats de Custillon [14], nous avons pris pour hypothèse que les ondes diffusées sont des ondes circulaires de la forme suivante :

$$\frac{E_d(r)}{d\theta} = \frac{E_{do}}{\sqrt{2\pi}\sqrt{r}} e^{j(\omega t - kr + \phi_d)} \quad (4.1)$$

où E_{do} est la valeur du champ diffusé calculé à l'aide du modèle matriciel précédemment introduit et ϕ_d est la phase de ce champ. De plus on peut montrer que $\frac{h dx}{x^2 + h^2} = d\theta$ et que $r = \frac{h}{\cos\theta}$. Ainsi le champ électrique issu du plot i vu par le pixel à la position x sur l'intervalle dx vaut :

$$E_{di}(x) = \frac{E_{doi} h}{\sqrt{2\pi}((x - x_i)^2 + h^2)^{3/2}} * e^{j(\omega t - k\sqrt{(x-x_i)^2 + h^2} + \phi_{di})} dx \quad (4.2)$$

Enfin, pour calculer l'énergie totale détectée par le pixel i on utilise la formule suivante :

$$I(i) = \int_{x_i - p_p/2}^{x_i + p_p/2} \left| \sum_{l=i-m/2}^{i+m/2} E_{di}(x) \right|^2 dx \quad (4.3)$$

où m est le nombre de plots adjacents pris en compte, p_p la taille des pixels et x_i la position des plots et pixels.

Pour visualiser l'effet de la diaphotie, nous avons implémenté cet effet au modèle matriciel déjà développé. Les deux valeurs intéressantes à relever sont le contraste des franges d'interférences et la valeur moyenne des franges en fonction de la longueur d'onde et de la distance entre le plot et le pixel. En effet, le premier élément nous donnera directement la courbe de réponse spectrale du couple plot/pixel, alors que le second nous donnera son efficacité.

Sur la figure 4.7 on peut voir les résultats de cette simulation. Pour une distance entre les plots et les pixels de $9 \mu m$ on obtient de très fortes variations du contraste (quasiment 0,5 pour un contraste normalisé à 1). On peut aussi remarquer une certaine périodicité dans les quatre courbes. Cette périodicité est en fait liée à la distance inter-plot tout comme les fréquences de Bragg. Mais ces fréquences ne sont pas tout à fait les mêmes que les fréquences de Bragg. En effet au lieu d'être liées à p_p (taille des pixels) elles sont liées à $\sqrt{m \times p_p^2 + h^2}$ où m est un nombre entier supérieur ou égal à zéro. En effet, elles sont liées à la distance de parcours entre les plots et le pixel et non uniquement liées à la distance inter-plot. Pour réaliser la simulation de la figure 4.7 nous avons utilisé 7 plots contigus, mais en fait les plots $i - 3$ et $i + 3$ ne contribuent quasiment pas au phénomène de diaphotie.

Comme nous venons de le voir le phénomène de diaphotie est relativement contraignant. La solution pour corriger cet effet est une calibration

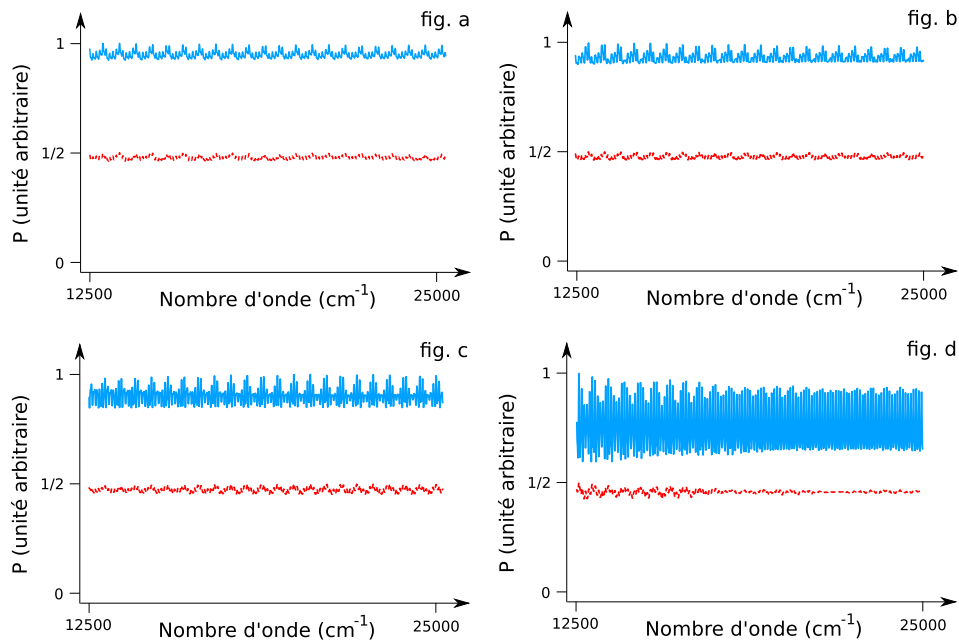


FIGURE 4.7 – Effet de la diaphotie sur le contraste des franges ainsi que sur leur valeur moyenne

Les courbes rouges en pointillés représentent la valeur moyenne des interférences, les courbes en trait plein bleu représentent le contraste des franges d'interférences. Le seul paramètre qui change entre les quatre graphes est la distance plot pixel ($0,3 \mu\text{m}$ pour la fig. a, $1 \mu\text{m}$ pour b, $3 \mu\text{m}$ pour c et $9 \mu\text{m}$ pour d).

photométrique essentiellement. Une autre solution pour atténuer l'effet du phénomène de diaphotie sur le spectre final est de filtrer spatialement la lumière détectée. Or, un pixel de CCD fait naturellement cela. En effet, il n'est pas capable de détecter les photons sur π radians. La figure 4.8 montre l'effet d'une ouverture restreinte. Les données du pixel étudié sont d'un CCD scientifique de E2V. On peut remarquer que le filtrage angulaire effectué par le pixel diminue très fortement l'effet de diaphotie (pixels de $17 \mu\text{m}$ et distance plot pixel de $3 \mu\text{m}$).

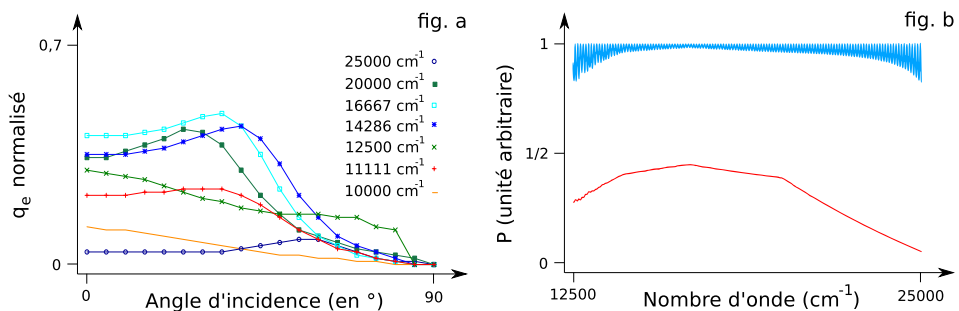


FIGURE 4.8 – Limitation du phénomène de diaphotie grâce au filtrage angulaire effectué par le pixel

4.4 Analyse des performances

Le chapitre précédent nous a permis d'introduire les grands paramètres des performances d'un SWIFTS. Ainsi, nous avons introduit la résolution, la bande spectrale accessible et l'efficacité globale. Mais un paramètre important est resté pour le moment inexploré : le rapport signal à bruit. En effet, il s'agit d'un paramètre extrêmement important dans tout dispositif de mesure.

Nous allons maintenant présenter cette notion dans le cas de SWIFTS et ainsi que son influence sur le choix des paramètres d'un SWIFTS (notamment l'efficacité des plots et le nombre de pas d'échantillonnage).

4.4.1 Étude du rapport signal à bruit

4.4.1.1 Rapport signal à bruit sans balayage de l'interférogramme

Pour cette étude nous allons analyser un composant SWIFTS Gabor, avec N plots, collé sur un détecteur.

Sources de bruit

Il existe plusieurs sources de bruit dans un FTS qui sont classiques. Tout d'abord il y a l'incertitude sur le signal lui-même. En effet, la statistique d'émission des photons dans une source lumineuse classique étant soumise à la loi de Poisson, le bruit du signal a un écart type en racine carré du signal. D'autre part, les détecteurs ne sont pas parfaits. Ainsi, ils sont sources de deux bruits. Le premier est le bruit de lecture (*Readout noise* en anglais) qui est une constante quelque soit le temps d'intégration. Le second est le courant d'obscurité ; même sans flux lumineux un pixel donne une valeur non nulle qui est proportionnelle au temps d'intégration. Enfin, il existe souvent un fond lumineux qui vient parasiter le signal (surtout dans l'infrarouge à cause des sources thermiques).

De plus, comme nous l'avons déjà vu, une partie de la lumière diffusée par le plot m va sur les plots adjacents. Cette pollution est une source de bruit non négligeable.

Ainsi le bruit total, qui est la somme quadratique des bruits individuels, peut être donné par la formule suivante :

$$\text{Noise} = \sqrt{N \text{Ron}^2 + S \eta q_e t N C \rho + B_g t + N d_k t} \quad (4.4)$$

où Ron est le bruit de lecture d'un pixel, S est le flux lumineux en entrée, η est l'efficacité d'un plot, q_e l'efficacité du détecteur, t le temps d'intégration, C le coefficient de couplage en entrée du SWIFTS, ρ la partie de la lumière effectivement diffusée vers le pixel au-dessus du plot, B_g le fond continu (comprenant : le cosinus hyperbolique, la lumière provenant des plots voisins et la lumière parasite ou le rayonnement thermique) et d_k est le courant d'obscurité.

Source de signal

L'expression du signal est plus simple puisque la seule source de signal est le flux lumineux entrant. Ainsi le signal de la bande spectrale élémentaire $d\sigma$ est donné par la formule suivante :

$$\text{Signal} = \frac{dS}{d\sigma} \eta q_e t N C \rho \quad (4.5)$$

Rapport signal à bruit (SNR)

Finalement, le rapport signal à bruit d'un SWIFTS peut être approché avec la formule suivante :

$$\text{SNR} = \frac{\frac{dS}{d\sigma} \eta q_e t N C \rho}{\sqrt{N R_{on}^2 + S \eta q_e t N C \rho + B_g t + N d_k t}} \quad (4.6)$$

Dans cette équation on peut remarquer que le bruit du signal est lié à l'ensemble du signal et non pas seulement celui contenu dans la bande spectrale $d\sigma$. Il s'agit là du problème bien connu des FTS.

L'avantage de Felgett (*cf.* § 2.2.1.1) s'appuie sur le fait que chaque détecteur voit l'ensemble des canaux spectraux (aussi connu comme avantage multiplex). Or, il s'agit bien d'un avantage lorsque le bruit de lecture et le courant d'obscurité sont importants, mais quand ceux-ci sont faibles cela devient finalement un désavantage. C'est aussi ce que l'on observe avec SWIFTS. Néanmoins, alors qu'en optique de volume il existe des systèmes dispersifs aussi résolvents que des FTS, en optique intégrée il n'en existe pas. D'autre part, on peut imaginer coupler un système dispersif intégré à N canaux (par exemple un Arrayed Waveguide Grating) avec N SWIFTS dont la bande spectrale accessible sans balayage de l'OPD est de la même largeur que les canaux du système dispersif. Ce système permettrait de limiter le bruit tout en obtenant la résolution maximale d'un SWIFTS.

4.4.1.2 Comparaison avec le rapport signal à bruit avec balayage de l'interférogramme

Il peut être intéressant de comparer le cas où l'on a un SWIFTS intrinsèquement bien échantillonné et un SWIFTS où l'on doit procéder à un balayage en OPD. Ainsi, dans le premier cas on aura $N \times M$ plots dont l'efficacité est $2/(NM + 2)$, alors que dans le second cas on aura N plots dont l'efficacité est $2/(N + 2)$. Dans le second cas il faudra procéder à M pas de balayage en OPD pour obtenir le même échantillonnage que dans le premier cas.

Pour obtenir le même signal intégré, il faudra faire approximativement une seule pause de $M \times t_0$ dans le premier cas, et M poses de t_0 dans le second cas (approximation valable car M et N sont grand et donc $2/(NM + 2) \approx 2/NM$). Ainsi le temps cumulé de pose est de $T_1 = NM \times Mt_0$ dans le premier cas alors qu'il ne sera que de $T_2 = N \times Mt_0$

dans le second cas. On remarque donc que le bruit, qui est proportionnel au temps d'intégration, est plus important dans le premier cas ; alors que les autres bruits, eux, sont identiques dans les deux cas. De même, le signal est identique dans les deux cas.

Finalement, le SNR est donc meilleur pour un SWIFTS à balayage de l'OPD, et ce, d'autant plus dans le cas où les bruits dominants sont ceux proportionnels au temps d'intégration (courant d'obscurité, fond continu).

4.4.1.3 Impact de l'efficacité des plots

L'efficacité des plots a un impact non négligeable sur le rapport signal à bruit. Ainsi, suivant que le plot prélève plus ou moins l'énergie optimale, le rapport signal à bruit sera impacté positivement ou négativement.

Ainsi, pour mémoire l'efficacité d'un SWIFTS est donnée par la formule suivante :

$$N\eta(1 - \eta)^{N/2} \quad (4.7)$$

Comme on l'a vu sur la figure 3.3, cette fonction possède un maximum pour $\eta_0 = 2/(N + 2)$. Ainsi, dans le cas où l'on n'a pas exactement une efficacité optimale (un peu plus ou un peu moins efficace) deux cas sont intéressants à étudier :

- le cas où le bruit est principalement proportionnel au temps ;
- le cas où le bruit est principalement constant.

Dans le premier cas, il peut être intéressant d'avoir des plots légèrement trop efficaces. En effet, cette sur-efficacité permettra de réduire le temps d'intégration et donc de limiter le bruit. Néanmoins il ne faut pas avoir des plots trop efficaces. En effet, s'ils étaient trop efficaces le bruit lié au cosinus hyperbolique deviendrait prépondérant. Or ce bruit est proportionnel au temps d'intégration.

Dans le second cas, c'est l'inverse. En effet, dans ce cas-là il vaut mieux limiter le poids du cosinus hyperbolique. Ainsi, il vaut mieux avoir des plots légèrement moins efficaces ; le niveau du cosinus hyperbolique étant directement proportionnel à l'efficacité des plots. On pourra baisser l'efficacité tant que le temps d'intégration ne devient pas rédhibitoire ou que des bruits proportionnels au temps d'intégration ne deviennent pas prépondérants.

En conclusion, on préférera généralement avoir des plots légèrement moins efficaces. En effet, compte tenu de la qualité des détecteurs du marché, les bruits limitant que l'on rencontre sont les bruits du signal et du cosinus hyperbolique. Ainsi, il vaut mieux limiter le poids du cosinus hyperbolique et donc baisser l'efficacité des plots.

4.4.2 Études de cas

A l'issue de la présentation du rapport signal à bruit d'un SWIFTS, nous disposons de tous les éléments nous permettant d'analyser les utilisations possibles d'un SWIFTS. Nous avons réalisé cela dans le cadre d'un rapport commandé par l'ESA (pour *European Space Agency*) sur les performances de SWIFTS et son utilisation potentielle pour des missions spatiales [90]. Ainsi, le travail présenté ci-dessous est un extrait de ce rapport. Ce travail a aussi fait l'objet d'un « proceeding » lors de la *International Conference on Space Optics* de 2010 [91].

Dans ce rapport, nous avons analysé les forces et faiblesses des SWIFTS pour leur utilisation dans l'espace. Malgré le fait que ce type d'instrument peut être utilisé dans de nombreux domaines, nous avons identifié cinq domaines précis dans lesquels SWIFTS peut être proposé.

Ci-dessous nous présentons les paramètres clés de l'analyse menée.

Poids et volume

Le poids et le volume d'un instrument basé sur SWIFTS peuvent être divisés par un centaine par rapport aux instruments classiques. Par exemple, un détecteur MCT Hawaii Teledyne $2K \times 2K$ couvert avec un réseau de guides sur silicium est équivalent, en terme de résolution spectrale, au FTS MIPIS embarqué sur ENVISAT ($0,035 \text{ cm}^{-1}$). Néanmoins, afin d'estimer proprement le poids et le volume, nous devons inclure les optiques d'injection, le système cryogénique, l'électronique et l'informatique associée, qui eux restent les mêmes.

Étendue optique

Le projet SWIFTS 400-1000 a pour but de développer des SWIFTS Lippmann - multiplex spatial (cf. § 2.4.2). Dans ce cas un SWIFTS est composé de plusieurs guides optiques parallèles alimentés par un diviseur de flux. Pour rappel chacun des guides échantillonne une partie différente de l'interférogramme. Le choix du nombre de guides permet d'ajuster le nombre de pixels à la bande spectrale voulue (nombre de pixels dicté par le théorème de Shannon généralisé 2.3). Chaque guide mono-mode possède une étendue optique élémentaire λ^2 , la capacité d'entrée du système total est donc le nombre de guides fois λ^2 , et donc le diamètre de l'optique d'entrée définit l'étendue optique du système. Un SWIFTS avec 256 guides dans le domaine spectral visible en orbite terrestre basse peut donc observer un champ de vue de 20 mètres au sol avec un télescope de 40 cm de diamètre.

Radiométrie

À cause de la dépendance en longueur d'onde de l'étendue optique des SWIFTS (qui est élémentaire), avec les détecteurs infrarouges actuels, la sensibilité exprimée en NESR (*Noise Equivalent Spectral Radiance*) reste

supérieure à $2000 \text{ nW/cm}^2/\text{sr/cm}^{-1}$ à $10 \mu\text{m}$, et encore 100 fois supérieure à $1 \mu\text{m}$. Ainsi, avec les technologies actuelles, l'utilisation d'un spectromètre SWIFTS ne peut pas être envisagée pour la détection grand angle des raies d'émission dans l'atmosphère terrestre. Néanmoins, de nouvelles générations d'APD (*Avalanche Photo Diode*) à haute dynamique permettraient d'améliorer les caractéristiques des SWIFTS et d'atteindre les spécifications demandées.

Niveau TRL⁵

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant le concept de SWIFTS a été prouvé en laboratoire et a fait l'objet de publications. Le but du projet SWIFTS 400-1000 est de fabriquer un système complet en utilisant des technologies disponibles.

La tableau 4.1 présente un résumé de l'analyse qui est présentée dans le rapport commandé par l'ESA [90]. Dans ce tableau apparaissent plusieurs types de SWIFTS que nous n'avons pas présentés. Il s'agit de concepts utilisant le principe de base de SWIFTS (présenté dans cette thèse) à un stade plus ou moins avancé. Ce stade d'avancement est caractérisé par le niveau TRL [92, 93].

4.5 Banc de caractérisation

Les outils de caractérisation développés durant cette thèse ont pour but principal la calibration des composants. Les composants testés sur ce banc sont principalement des composants ne comportant pas de jonction Y intégrée. En effet, dans un premier temps, il est plus intéressant de réaliser des composants sans jonction Y intégrée. De plus cette configuration permet aussi de tester des SWIFTS de type Lippmann.

Comme nous l'avons vu deux principaux paramètres sont à mesurer pour réaliser la calibration d'un SWIFTS :

- la position optique des plots (prenant en compte tous les défauts) ;
- l'efficacité des plots.

Ces deux mesures devant être réalisées sur une large bande spectrale. Ainsi le banc de calibration développé durant cette thèse comporte deux composantes principales :

- une traitant des sources lumineuses de calibration ;
- une traitant de l'acquisition des données (imagerie) et de l'injection dans les composants.

5. *Technology Readiness Level* : niveau de maturité technologique [92, 93]

Mission	Domaine	Type de SWIFTS	Résumé des performances	TRL
Exploration planétaire LIBS-Raman sur rover	Identification de la composition élémentaire du sol et des roches : L'amélioration en résolution fourni par SWIFTS donne accès à la composition isotopique. Par exemple, pour EXOMARS un tel spectromètre peut être utilisé en version Raman pour l'analyse de molécules organiques complexes avec une résolution de 0.2 cm^{-1} sur la bande spectrale allant de 20000 à 40000 cm^{-1} .	SWIFTS 400-1000	Volume : 100 x 80 x 60 mm Poids : 360 g Bande spectrale : 400-1000 nm Résolution spectrale : 0.2 cm^{-1} SSNR = 60 Taux d'acquisition : Un spectre toute le 0.1, s	4
Météorologie	Observations gravitationnelles et astrométriques : Un SWIFTS de type Gabor permet d'améliorer la précision des mesures météorologiques. De plus il est petit, compact et robuste.	SWIFTS-Gabor sur CCD linéaire	Volume: 60 x 60 x 60 mm Précision de mesure : < 1 pm Mesure laser en 1 s. Capacité de recherche de la frange blanche (zéro OPD)	4
Observation terrestre et planétaire Mesure en incidence rasante (mesure à travers de l'atmosphère : <i>Limb sounding</i>)	Analyse atmosphérique avec comparaison des lignes moléculaires Demande une très bonne résolution spectrale sur 5 domaines spectraux étroits	SWIFTS / MCT FPA hybride	Volume: 60 l (5 Hawaii II IRG detectors) Diamètre du télescope : <ul style="list-style-type: none"> 10 cm sur Mars 40 cm sur Jupiter Domaine spectral : 1-5 μm Résolution spectrale: 0.04 cm^{-1} SSNR < 300 sans atmosphère NESR (1W/cm ² .sr.cm ⁻¹) 2000-30000 (très fortement amélioré avec les nouvelles APD FPA (<i>Avantche Photo Diode</i>))	3
Observation terrestre et planétaire Mesure atmosphérique	Un assemblage de 25 SwifTS à 6 canaux est capable de faire un balayage de 1250 km de large avec une résolution spatiale de 25 km au niveau du sol et une résolution spectrale de 0,25 cm^{-1} en orbite terrestre basse.	SWIFTS/MCT FPA hybride alimenté par des micro-lentilles ou des fibres optiques	Volume : 25 l Résolution spectrale : 0,25 cm^{-1} Bande spectrale : <ul style="list-style-type: none"> SSNR = 47 (3,62 - 5,00 μm) SSNR = 200 (5,00 - 8,26 μm) SSNR = 1000 (8,26 - 15,50 μm) 	3
Astronomie Interférométrie stellaire	Détection d'exo-planètes et caractérisation par mesures astrométriques en utilisant des <i>Superconducting Single Photon Detectors</i> (SSPD)	SWIFTS / SSPD	Volume: à l'échelle d'un cryostat à 2 K Précision : < 5 μmsec Avec : <ul style="list-style-type: none"> Ligne de base de l'interféromètre : 6 m Magnitude de l'étoile : 10 Temps d'intégration : 225 s 	2

TABLE 4.1 – Analyse des potentialités de SWIFTS dans le cadre de missions spatiales

En ce qui concerne les sources lumineuses le choix final s'est porté sur un couple source blanche de puissance fibrée/monochromateur. Ce couple a l'avantage de permettre l'accès à une large bande spectrale (500 à 1200 nm), mais aussi à un large domaine de cohérence des sources. En effet, le monochromateur Jobin Yvon que nous nous sommes procuré permet d'obtenir des faisceaux de cohérence variables sur un large domaine spectral. Ainsi, en jouant sur le focus du faisceau d'entrée dans le monochromateur, on peut obtenir un continuum de faisceaux allant d'une cohérence élevée (10 pm de FWHM) à une cohérence moyenne (1 nm de FWHM); la puissance de la source Fianium que nous avons acheté garantissant une lu-

minosité suffisante. Finalement, ce couple source blanche de puissance fibrée/monochromateur remplace avantageusement un laser accordable.

4.5.1 Système d'injection et de visualisation

4.5.1.1 Système d'injection

Afin d'obtenir des franges d'interférence dans un SWIFTS Gabor il est nécessaire de diviser en deux le flux de la source, et ce, afin d'injecter la moitié de celui-ci d'un côté du SWIFTS et l'autre moitié de l'autre. De plus, il est nécessaire de bien équilibrer les flux afin de maximiser le contraste des franges. Dans un premier temps nous avons utilisé un coupleur en X fibré pour réaliser cette tâche. C'est-à-dire qu'il s'agit d'un module d'optique intégrée similaire à la jonction Y présentée précédemment (cf. § 4.1.1.1), mais possédant deux entrées et deux sorties connectées avec des fibres. Ce type de système possède l'avantage d'être compact. Néanmoins, même si sa géométrie est symétrique, ce genre de système présente une forte chromaticité. Ainsi, sur une large bande spectrale (600 à 1000 nm) le contraste des franges peut varier d'un facteur 10. Afin de rééquilibrer les flux il faut donc jouer sur les pertes d'injection. En conclusion, un tel système peut être utilisé avec de lumière monochromatique (au prix d'une faible efficacité en cas de forte asymétrie) mais est difficilement utilisable en lumière à spectre large. C'est pourquoi nous avons finalement opté pour un système en optique de volume que nous présentons dans un des paragraphes suivants (cf. § 4.5.2.2).

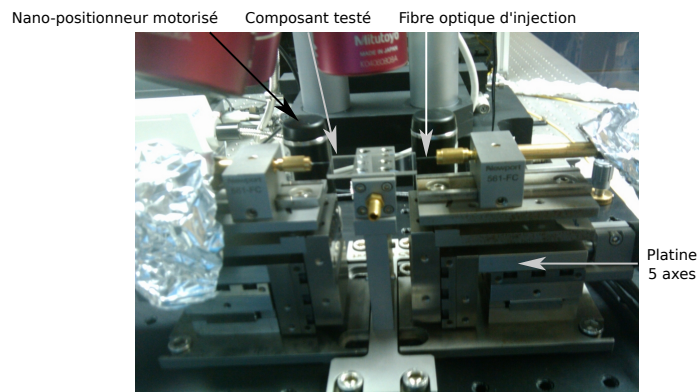


FIGURE 4.9 – Photo du système d'injection dans le composant

Ce point sera un des éléments critiques à calibrer sur un SWIFTS Gabor avec une jonction Y intégrée. Dans les faits on note que les jonctions Y sont de meilleure qualité quant à l'équilibre des puissances de sortie sur une large bande spectrale. Ainsi, ce problème ne devrait pas avoir un impact trop important sur le rapport signal à bruit.

L'injection finale dans le composant se fait à l'aide de deux platines 5 axes motorisées (cf. figure 4.10.b).

Stabilité de l'OPD

Un problème auquel nous avons été confronté a été la stabilité de la position du zéro OPD. Comme nous l'avons vu (cf. § 2.2.5.3), cela pose des problèmes importants dans le cas d'un SWIFTS Gabor. Or les fibres sont très sensibles aux variations de températures ainsi qu'aux variations de rayonnement thermique (infrarouge). Ainsi, le simple fait d'approcher sa main d'une des deux fibres reliant le SWIFTS au diviseur d'amplitude fait varier la position du zéro OPD de plusieurs dizaines, voire centaines, de nanomètres ; et ce, de manière quasi-instantanée (temps de « réaction » inférieur au dixième de seconde). Ainsi, il a été nécessaire de maîtriser ces variations intempestives de l'OPD dont le temps caractéristique était de l'ordre de la demi-seconde. Pour cela nous avons joué sur plusieurs facteurs. Tout d'abord, autant que faire se peut, nous avons stabilisé la température avec un système de climatisation et de ventilation contrôlée (flux laminaire) ou de capotage lorsque cela est possible. Deuxièmement, nous avons travaillé sur l'isolation des fibres. L'isolation aux variations rapides de température a été faite avec des gaines kevlar de 4 mm de diamètre. Ces gaines, en emprisonnant de l'air, jouent le rôle d'isolant thermique. L'isolation vis-à-vis des rayonnements thermiques a, quant à elle, été réalisée en entourant les fibres d'un métal réfléchissant (aluminium). Ce métal à haut pouvoir de réflexion permet de renvoyer le rayonnement thermique sans chauffer et donc il isole les fibres du rayonnement thermique.

Cette double isolation des fibres nous a permis de suffisamment stabiliser l'OPD pour ne plus être sensible à la baisse de contraste occasionnée. En effet, les variations observées ont maintenant un temps caractéristique largement supérieur à la seconde.

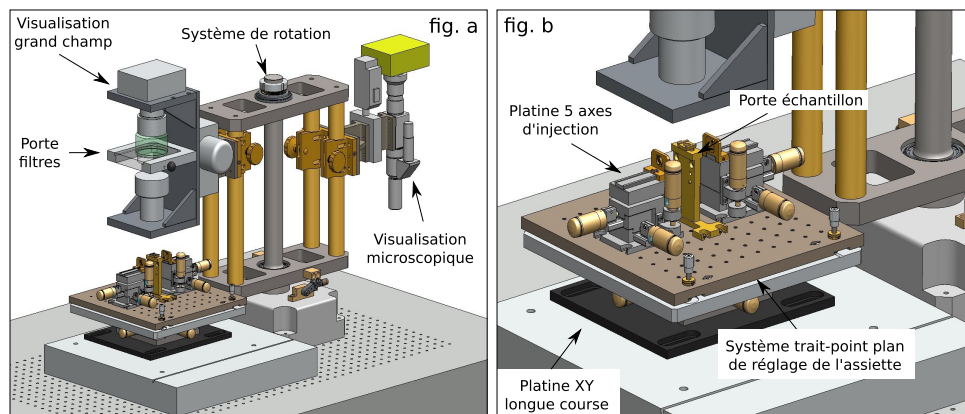


FIGURE 4.10 – Schéma des systèmes de visualisation et d'injection

- fig. a : vue d'ensemble des deux systèmes de visualisation montés sur la tourelle de positionnement ;
- fig. b : vue du système d'injection (deux platines 5 axes) et du système trait-point-plan de réglage de l'assiette.

4.5.1.2 Système de visualisation

Le système de visualisation a deux buts. Le premier est de visualiser précisément les plots et l'état de surface du substrat pour connaître la qualité du composant. La visualisation fine sert aussi pour le réglage de l'injection. Le deuxième objectif est d'acquérir des données pour remplacer le détecteur collé contre les composants. Pour cela il faut avoir un grand champ de vue idéalement de l'ordre de 17 mm.

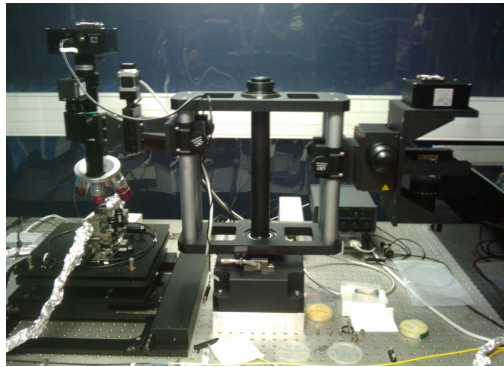


FIGURE 4.11 – Photographie du montage de visualisation (cf. figure 4.10)

De plus, il faut être capable de passer d'un système de visualisation à l'autre de manière rapide et répétable. C'est pourquoi, comme on peut le voir sur la figure 4.10.a les deux systèmes de visualisation sont montés sur une tourelle qui permet de choisir le système utilisé.

Visualisation microscopique

Comme nous venons de le dire la visualisation microscopique sert avant tout à connaître l'état de surface du composant et à régler l'injection. Mais elle sert aussi, avec les faibles grossissements, à acquérir des données scientifiques sur les plots et les interférogrammes. Ainsi ce système est doté de deux caméras :

- une caméra SBIG faible bruit codé sur 16 bits
- une caméra vidéo Luménera

La première caméra est une caméra d'astronomie amateur qui possède de bonnes caractéristiques (faible bruit, bon codage, régulation en température, ...) qui permet d'acquérir des données exploitables de manière scientifique. Néanmoins, elle possède le défaut d'être très lente (moins d'une image à la seconde); ce qui rend son usage rédhibitoire pour le réglage de l'injection; un couplage à une caméra vidéo est donc nécessaire. Néanmoins, cette solution présente le désavantage de diviser par deux le flux lumineux dirigé vers la caméra scientifique.

Le tube de microscope utilisé est un tube double Mitutoyo auquel est adjoint quatre objectifs visible et proche infrarouge (5x, 10x, 20x et 100x).

Visualisation grand champ

La visualisation grand champ s'opère à l'aide de deux objectifs Angénieux grand champ monté en « tête-bêche ». Ce montage permet d'obtenir un grandissement de 1 avec un champ de vue de la taille du détecteur (14,9 mm x 10 mm, avec des pixels de 6,8 μm). Étant donné le champ de vue important il a été nécessaire de coupler ce système de visualisation à un système de réglage de l'assiette. En effet, il est indispensable de pouvoir régler l'assiette pour garantir un focus uniforme sur tout le composant (cf. figure 4.10.a).

4.5.2 Variateur d'OPD

Durant cette thèse, plusieurs techniques de variation de la position du zéro OPD ont été utilisées. La première méthode que nous avons utilisée consistait simplement à éloigner la fibre du bord du composant. Cette technique présentait de nombreux défauts, notamment en terme de baisse du flux injecté et de non linéarité. C'est pourquoi nous avons rapidement abandonné cette technique. Néanmoins, malgré ses défauts cette technique nous a permis d'obtenir les premiers résultats avec un interférogramme correctement échantillonné [94].

Par la suite nous avons utilisé deux systèmes non-intégrés de variation de l'OPD; nous allons maintenant les présenter.

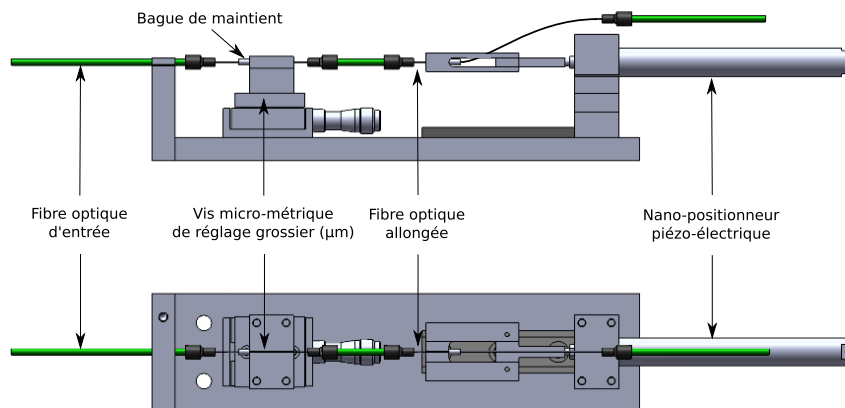


FIGURE 4.12 – Système de variation d'OPD utilisant un nano-positionneur piézo-électrique

4.5.2.1 Première version : élongation d'une fibre optique

Le premier système que nous avons utilisé est le système présenté sur la figure 4.12. Il s'agit tout simplement d'un système utilisant un nano-positionneur piézo-électrique. Avec ce système nous utilisons un coupleur X (2 entrées et 2 sorties) en optique intégrée qui nous permettait d'injecter

le flux de deux sources dans un composant SWIFTS. Un des deux bras de sorties était fixé sur l'élongateur de fibre. Afin de limiter les contraintes sur la fibre celle-ci était collée à des bagues qui étaient fixées sur les parties mobiles de l'élongateur.

Ce système nous a permis d'obtenir de bons résultats quant à la précision de l'OPD avec des lumières monochromatiques. Par contre dans le cas polychromatique ce système pose des problèmes. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (cf. § 3.2.7) le fait d'avoir une fibre plus longue que l'autre fait apparaître des interférogrammes parasites (cf. figure 4.13). Ainsi, les mesures polychromatiques que nous avons réalisées avec ce système n'ont pas été exploitables car les rapports signal à bruit et le contraste des franges n'étaient pas suffisants pour réaliser de bonnes observations. De plus ce système utilisant l'élasticité d'une fibre de verre ne permet pas d'atteindre des variations d'OPD très importantes (de l'ordre du cm). Or comme nous le verrons plus tard (cf. § 5.4) il est utile de pouvoir déplacer la frange centrale tout le long du composant afin de réaliser une meilleure calibration.

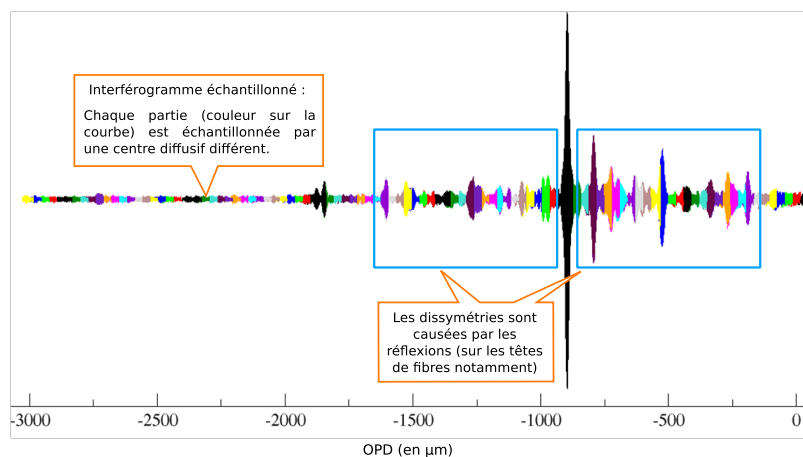


FIGURE 4.13 – Interférogramme polychromatique parasité par des réflexions

Finalement, ces problèmes nous ont contraints à imaginer un autre type de variateur d'OPD.

4.5.2.2 Deuxième version : platine de translation de haute précision et à course longue

Vu les limites de la première version du variateur d'OPD, nous avons décidé de nous doter d'un système plus performant. Ce système, qui est en optique de volume et est très polyvalent. En effet, comme on peut le voir sur la figure 4.14 il comporte deux entrées, des densités variables, des obturateurs, une platine longue course de précision et des supports de filtres. Ainsi, la platine PI utilisée garantit une précision de quelques nanomètres sur une course de 12 cm. Cette longue course est nécessaire pour pouvoir

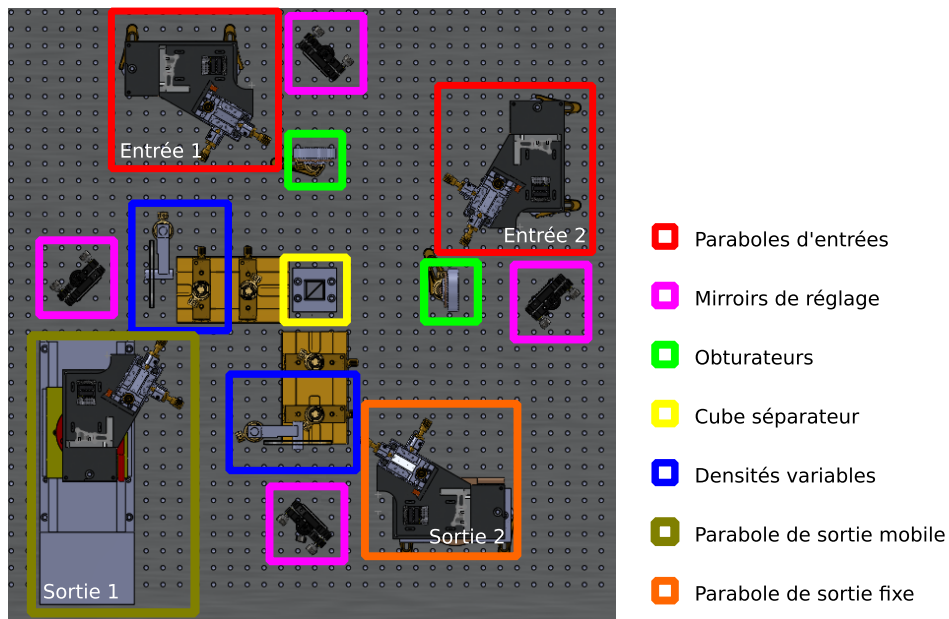


FIGURE 4.14 – Schéma mécanique global du banc séparateur de flux/variableur d'OPD

positionner le zéro OPD n'importe où sur un composant de 17 mm de long (en fait il faut une course d'environ $10\text{ cm} = 1024 \times 17\ \mu\text{m} \times 4 \times 1,52$). La séparation du flux est assurée par un cube séparateur qui garantit un équilibre des flux bien supérieur à une jonction X en optique intégrée.

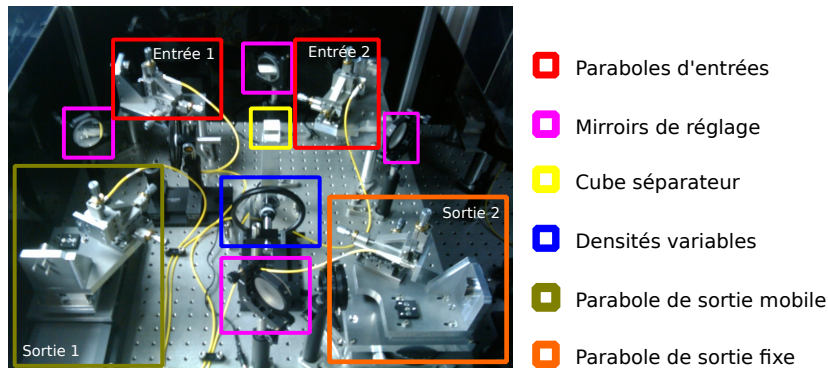


FIGURE 4.15 – Photographie du banc séparateur de flux/variableur d'OPD

La collimation/injection dans les fibres est faite grâce à une parabole hors d'axe dont les détails mécaniques sont montrés sur la figure 4.16. Ces paraboles sont toutes réglées de manière fixe sauf celle montée sur la platine longue course. En effet, cette platine présente un roulis et un lacet (néanmoins inférieurs à $25\ \mu\text{arcsec}$) tels que l'injection n'est pas assurée de manière optimale tout au long de la course. Ainsi, il est nécessaire de piloter en temps réel l'injection dans cette fibre de sortie.

En conclusion, ce système a été finalisé début septembre et fonctionne

bien, le seul problème étant sa sensibilité aux variations de températures. En effet, il est nécessaire de re-régler l'alignement des miroirs quand la température de la pièce varie de quelques degrés.

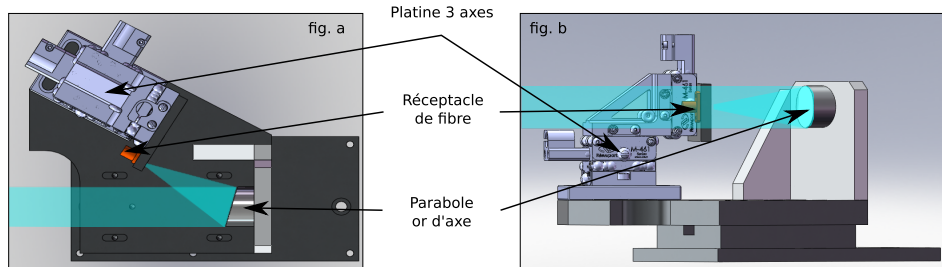


FIGURE 4.16 – Schéma de la mécanique des paraboles hors d'axe de collimation/injection

Conclusion du chapitre

Dans l'introduction de ce chapitre nous avons vu qu'au début de cette thèse, le LAOG ne disposait pas de moyen de caractérisation pour les composants SWIFTS. De plus, nous avons vu que le LAOG ne disposait que d'un seul composant.

Dès lors, il a été nécessaire dès le début de se doter de moyens de caractérisation et de fabriquer de nouveaux composants. Dans ce chapitre nous avons vu qu'il est possible techniquement de réaliser un SWIFTS Gabor intégré complet (*ie.* avec une jonction Y et un variateur d'OPD intégrés). Dans un second temps, nous avons étudié les performances attendues par de tels composants et des exemples d'application possibles pour ceux-ci. Enfin, nous avons présenté les moyens techniques de caractérisation et d'acquisition de données qui ont été développés tout au long de cette thèse.

Dans le chapitre suivant nous allons voir les résultats qu'il a été possible d'acquérir avec ces moyens mis en œuvre.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

5

SOMMAIRE

5.1	PRÉSENTATION DES COMPOSANTS UTILISÉS POUR LES MESURES . . .	149
5.2	ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EFFICACITÉ	150
5.3	MISE EN ÉVIDENCE DU PHÉNOMÈNE DE RÉFLEXIONS DE BRAGG . . .	151
5.4	CALIBRATION MULTI LONGUEUR D'ONDE	153
5.4.1	Présentation théorique de la calibration d'un SWIFTS	153
5.4.2	Mesures effectuées	158
5.4.3	Reconstruction d'un interférogramme monochromatique . . .	159
5.5	RECONSTRUCTION D'UN INTERFÉROGRAMME POLYCHROMATIQUE SIMPLE	160
5.6	CONCLUSION DU CHAPITRE	168
	CONCLUSION	168

Dans les chapitres précédents nous avons introduit la modélisation des SWIFTS ainsi que leur réalisation. Durant cette thèse nous avons aussi pu obtenir des résultats quant au fonctionnement des SWIFTS. Étant donné qu'au début de cette thèse nous ne disposions que d'un seul composant d'une qualité moyenne et de quasiment aucun moyens d'expérimentation, la plus grosse partie du travail expérimental a été de développer les moyens d'expérimentation et d'étudier diverses configurations de composants. Le principal problème rencontré durant cette phase de la thèse a été la calibration et l'acquisition de données polychromatiques. En effet, comme nous l'avons vu, la première version du banc de caractérisation provoquait l'apparition d'interférogrammes parasites. Or ces interférogrammes parasites sont rédhibitoires pour la réalisation de mesures hautes résolutions en lumière polychromatique. Le banc d'expérimentation permettant de réaliser ces expériences (*cf.* § 4.5.2.2) n'ayant été mis en place que très récemment (début septembre 2010) nous ne disposons que de peu de résultats polychromatiques, alors que ce sont pourtant les résultats les

plus attendus dans le cas d'un spectromètre.

Néanmoins, durant cette thèse nous avons pu obtenir des résultats quant à la calibration nécessaire d'un composant SWIFTS, mais aussi sur l'efficacité des SWIFTS, avec des sources quasi-monochromatiques en haute résolution ou encore avec une source polychromatique en basse résolution.

5.1 Présentation des composants utilisés pour les mesures

Durant cette thèse, nous avons utilisé deux principaux types de composants sur substrat de verre :

- ceux avec des guides au potassium ;
- ceux avec des guides à l'argent.

Le premier composant utilisé pour le résultat polychromatique (cf. § 5.5) était un composant avec 74 nano-plots d'or distants de $2,7 \mu\text{m}$ sur des guides au potassium. Sur la figure 5.1 on peut voir une image optique de ce composant ; les traits verticaux que l'on voit sur la photo sont les nano-plots d'or ; en fait on ne les voit pas directement (ils sont bien trop petits), ce que l'on voit est leur tache de diffraction. Ce composant était déjà réalisé au début de cette thèse.

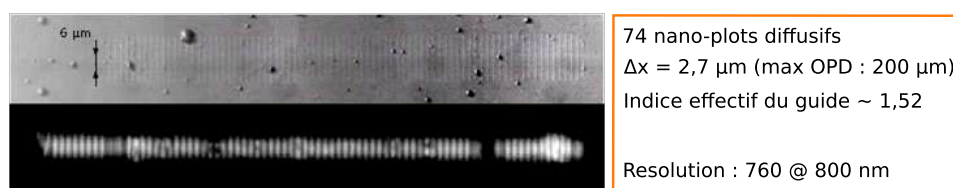


FIGURE 5.1 – Premier composant sur substrat de verre

Le second composant était toujours avec des guides au potassium, mais cette fois-ci avec 256 nano-plots d'or distants de $10 \mu\text{m}$ (cf. figure 5.2). Nous avons réalisé les guides au sein de l'IMEP et c'est le LNIO qui a réalisé les nano-plots par lithographie E-beam.

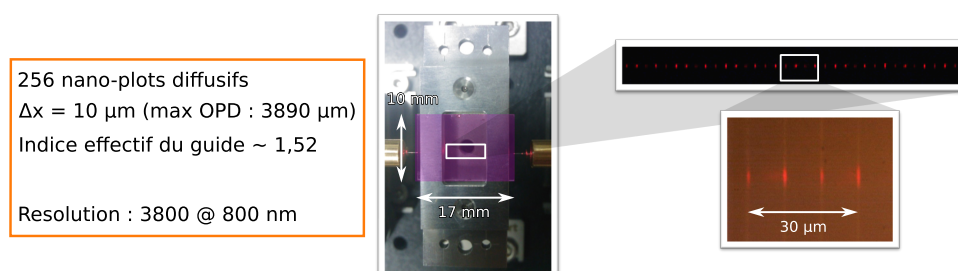


FIGURE 5.2 – Second composant de test

Enfin, la dernière série de composants a été réalisée avec des guides à l'argent fournis par TeemPhotonics et les nano-plots ont été réalisés par le LTM¹. Chaque composant de cette série dispose de 1024 plots distants de $17 \mu\text{m}$ (cf. figure 5.3). Plusieurs composants ont été réalisés avec ces mêmes

1. Laboratoire des Technologies de la Micro-électronique www.ltm-cnrs.fr

paramètres, seul le matériau des plots a été changé. Ainsi, nous avons pu étudier des composants avec des plots d'or, d'argent et de chrome. Ceci nous a permis de choisir l'or comme métal pour les nano-plots.

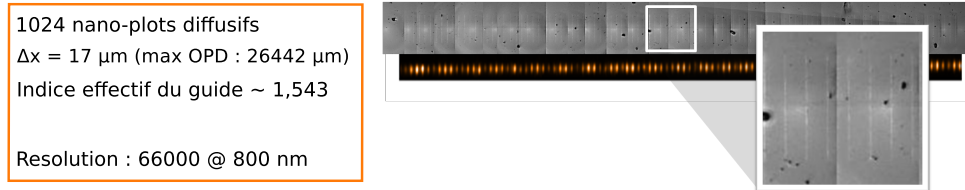


FIGURE 5.3 – Exemple d'un composant de la dernière série

5.2 Étude expérimentale de l'efficacité

Afin de mesurer l'efficacité des plots, nous disposons de deux méthodes. La première consiste à prendre des images monochromatiques sans interférences (injection d'un seul côté). Sur de telles images, on doit observer une décroissance exponentielle du flux. Cette décroissance est pour partie due aux pertes de guidage, et pour partie due à la diffusion par les plots de l'énergie guidée. Ainsi, en connaissant les pertes de guidage, on peut déterminer l'efficacité des plots. Cette méthode est intéressante dans le fait qu'elle permet de connaître l'efficacité de tous les plots individuellement. Néanmoins, elle nécessite une image pour chaque longueur d'onde. Dans la suite de ce chapitre, nous verrons que cette étape de calibration est nécessaire. Néanmoins, en ce qui concerne ce paragraphe (*ie.* efficacité globale d'un SWIFTS et moyenne des plots) nous n'avons pas besoin d'avoir une mesure aussi précise.

Une autre méthode consiste à utiliser une source large bande. En comparant son spectre à celui de la lumière sortant du SWIFTS, on peut obtenir l'efficacité des plots et du guide. Ainsi, cette technique permet de connaître en une seule mesure l'efficacité moyenne des plots pour les longueurs mesurées par le spectromètre. Cette technique, contrairement à la précédente, ne permet pas de connaître l'efficacité de chaque plot. Pour obtenir l'efficacité des plots, il est nécessaire de faire une mesure sur un guide sans plot. Cette mesure permet de quantifier les pertes de guidage et d'injection. La figure 5.4 représente les pertes de guidage et l'efficacité moyenne d'un plot. On peut voir que les pertes de guidage sont relativement élevées par rapport à ce que l'on fait habituellement en optique guidée sur verre. Cela provient du fait que l'on dépose une couche de protection au-dessus des plots ; *in fine* cette couche ne sera plus présente et donc nous aurons des guides à faibles pertes. Ce composant est un composant optimisé pour le mode Lippmann. On peut voir sur la figure 5.4 des oscillations. Celles-ci proviennent d'un effet de cavité entre la fibre d'injection et la face d'entrée du composant. La donnée intéressante est donc la valeur moyenne de la courbe. Dans ce cas

on peut voir que les plots ont une efficacité optimale pour environ 775 nm.

On peut remarquer que ces résultats sont différents de ceux donnés par la modélisation AFMM (cf. § 3.4.3). En effet, la pente des courbes est inversée. Cela peut avoir plusieurs raisons. Tout d'abord, vu la dimension des plots il est possible que l'indice du métal effectif des plots soit différent de l'indice effectif macroscopique. Notamment, lorsque la longueur d'onde est bien plus grande que la taille des plots. D'autre part, la modélisation AFMM modélise des guides à sauts d'indices. Or, les guides que nous fabriquons sont à gradient d'indice : ce qui peut très fortement changer les conditions de confinement des modes guidés. Enfin, la modélisation effectuée est une modélisation 2D, cette approximation doit avoir un effet non négligeable sur la validité des résultats. Néanmoins l'ordre de grandeur des efficacités des plots est bon.

En conclusion, ces résultats montrent que l'on peut obtenir des plots suffisamment efficaces pour fabriquer un SWIFTS optimum. Néanmoins, deux points limitent son efficacité. D'une part la courbe d'efficacité des plots n'est pas constante, et d'autre part, on ne peut récolter qu'environ un quart de la lumière diffusée (et non la moitié). Cela provient du fait qu'un pixel de CCD (ou un objectif de microscope) n'a pas une ouverture numérique égale à 1 (i.e. ouverture de 180°). Ainsi, les composants de test que l'on a pu étudier avaient une efficacité (hors pertes de guidage et d'injection) comprise entre 18 % et 73 % (efficacité optimale).

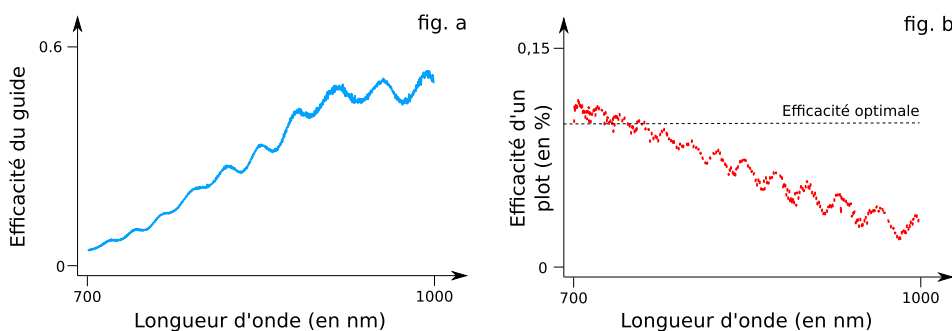


FIGURE 5.4 – Efficacité expérimentale d'un SWIFTS Lippmann

5.3 Mise en évidence du phénomène de réflexions de Bragg

Pour mettre en évidence le phénomène des réflexions de Bragg, on peut utiliser deux manières :

- soit on réalise un balayage en OPD sur une fréquence de Bragg ;
- soit on réalise un balayage en longueur d'onde autour d'une fréquence

de Bragg.

Dans le premier cas, on observera des interférences en fonction de la position d'échantillonnage et non en fonction de la position du plot. C'est ce que l'on peut voir sur la figure 5.5. Sur cette figure, on observe que les franges sont verticales. Sur cette figure, l'axe des abscisses représentant la position d'échantillonnage, le contraste est donc constant suivant la position des plots.

On remarque néanmoins une légère inclinaison des franges sur la figure 5.5. Cela est dû au fait que l'on n'a pas fait le balayage en OPD strictement sur une longueur d'onde de Bragg. En fait si l'on faisait une vidéo de telles images en faisant évoluer la longueur d'onde de Bragg, on verrait tourner les franges avec deux cas extrêmes. Le premier, lorsque l'on est sur une longueur d'onde de Bragg, correspond à des franges verticales. Le second cas, lorsque l'on est juste au milieu de l'espace entre deux longueurs d'onde de Bragg, correspond à des franges horizontales.

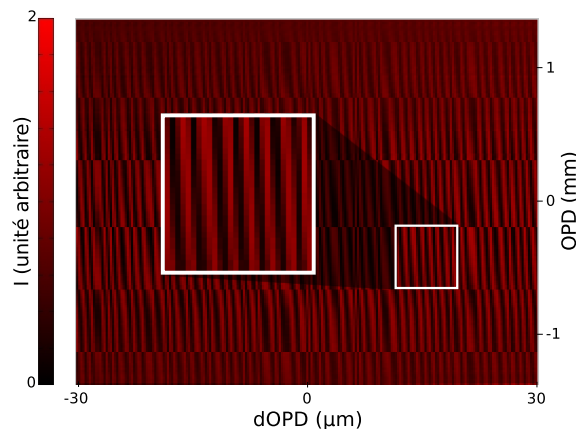


FIGURE 5.5 – Mise en évidence du phénomène de Bragg par un balayage en OPD

Mesure effectuée à 807,38 nm qui est presque une fréquence de Bragg pour ce composant.

Dans le second cas on doit observer une baisse de luminosité lorsque l'on « passe » sur une fréquence de Bragg. C'est ce que l'on peut voir sur la figure 5.6. Sur cette figure on observe une baisse de flux au niveau de la longueur d'onde de Bragg. Afin de bien mettre en évidence le phénomène, nous avons utilisé une lumière légèrement polychromatique (gaussienne de 2 nm de largeur à mi-hauteur). Cela permet de restreindre les interférences aux plots à proximité du zéro OPD. Néanmoins, il ne faut pas prendre une lumière trop polychromatique car le phénomène de Bragg serait alors « noyé » dans la masse des longueurs d'onde. Comme on peut le voir sur la figure 5.6.b pour ce composant, le phénomène de Bragg s'étend sur une bande spectrale de environ 0,1 nm seulement. Ainsi, en première approximation, le phénomène de Bragg est divisé du rapport des bandes spectrales, dans notre cas il doit être divisé par environ 20. Ainsi au lieu de voir une

baisse de flux d'environ 30 % (cf. § 3.5.5.2) on verra seulement 1,5 % du flux.

En outre, comme on peut le voir sur la figure 5.5 le composant utilisé (du type de la dernière série cf. § 5.1) n'est pas parfait. D'une part, les plots ne sont pas infiniment petits comme dans le modèle matriciel, et d'autre part, les plots ne sont pas idéalement positionnés. Ainsi, on peut remarquer que les franges ne sont pas en phase sur toute la largeur du composant. En fait, elles le sont sur seulement 0,5 mm environ. Cela provient de la technique de fabrication qui ne permet de garantir le bon positionnement des plots que sur des fenêtres de 0,5 mm de large. Ceci a deux effets :

- le phénomène de Bragg est moins intense ;
- la bande spectrale sur laquelle le phénomène de Bragg est présent s'élargit.

On constate en fait les deux phénomènes. Tout d'abord le phénomène est moins intense que prévu ; seulement un peu moins de 1 % au lieu de 1,5 %. Deuxièmement, celui-ci est plus large que prévu. Pour un composant de cette largeur (17 mm), le phénomène devrait faire moins de 0,1 nm ; il devrait être environ deux à trois fois moins large.

Finalement, ces deux mesures nous permettent de conclure sur la réalité du phénomène de Bragg. De plus, les ordres de grandeurs mesurés permettent de valider la méthode de modélisation matricielle.

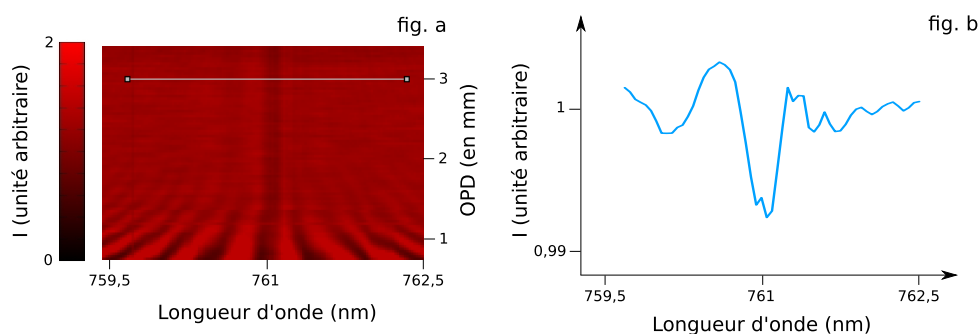


FIGURE 5.6 – Mise en évidence du phénomène de Bragg par un balayage en longueurs d'onde

Au niveau de la longueur d'onde de Bragg on constate une légère baisse d'intensité.

5.4 Calibration multi longueur d'onde

5.4.1 Présentation théorique de la calibration d'un SWIFTS

Au paragraphe 3.5.5.2 nous avons présenté en détail la figure 3.20 ; surtout nous avons précisé que cette image, qui est l'assemblage des réponses monochromatiques d'un même SWIFTS, possédait toutes les informations

de calibration d'un SWIFTS. Pour rappel, la figure 5.7-b représente le même type d'image.

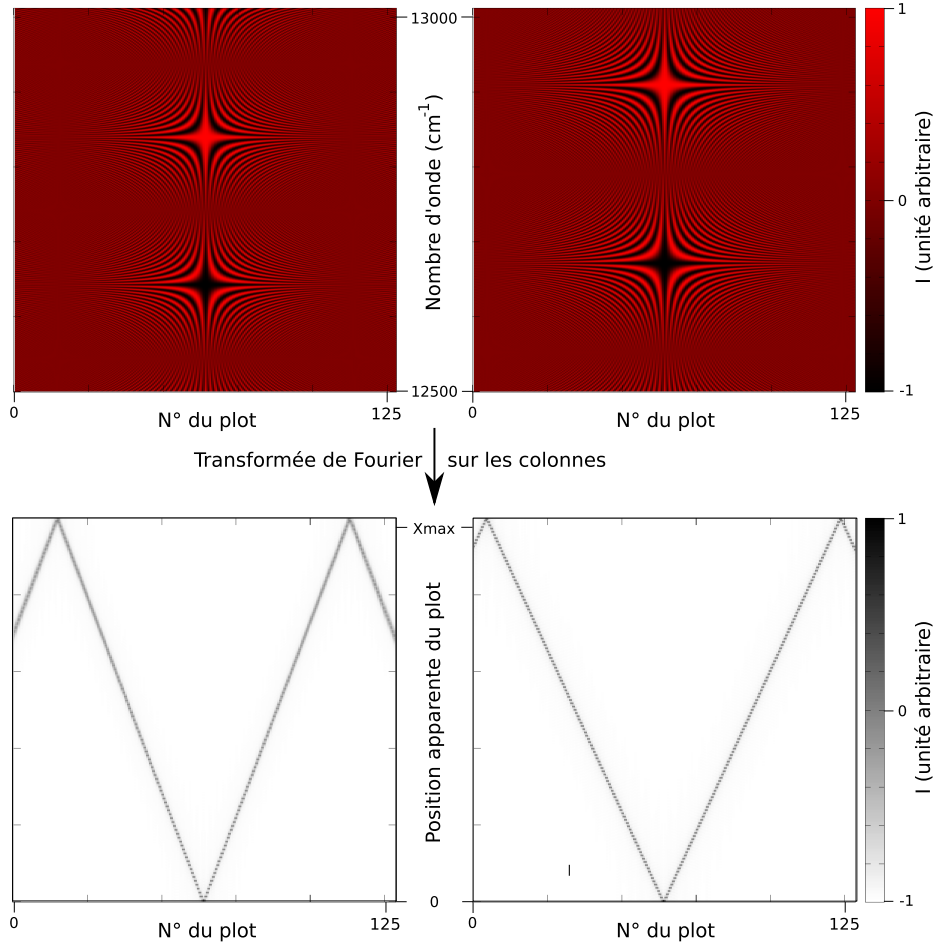


FIGURE 5.7 – Simulation d'un balayage en nombre d'onde pour calibrer la position des plots

Les paramètres utilisés pour cette simulation sont les mêmes que ceux utilisés au chapitre 3. C'est-à-dire que l'indice effectif vaut $n = 1,519$, le pas des pixels vaut $Pp = 17 \mu\text{m}$ et avec $Np = 256$ plots.

- fig. a : balayage en nombre d'onde dans le cas où l'indice effectif est fonction linéaire du nombre d'onde $n(\sigma) = n_{\text{sigma}_{\text{min}}} + \Delta n \sigma / \Delta \sigma$ ($n_{\text{sigma}_{\text{min}}} = 1,519$, $\Delta n = 0,02$);
- fig. b : balayage en nombre d'onde dans le cas où l'indice effectif est indépendant du nombre d'onde;
- fig. c et d : transformée de Fourier des colonnes des images du dessus, on peut remarquer qu'il y a un repliement sur les côtés des images, ceci est dû au pas d'échantillonnage en nombre d'onde.

Tout d'abord, nous prenons pour hypothèse que :

- le phénomène des réflexions de Bragg est négligeable ;
- tous les plots ont la même efficacité ;

- l'efficacité des plots est invariante par rapport au nombre d'onde.

L'équation d'une image constituée des interférogrammes monochromatiques d'un même SWIFTS (figure 5.7-b) peut donc s'écrire :

$$I(x_m, \sigma) = I_o \cos(2\pi n \sigma x_m) \quad (5.1)$$

où x_m est la position du plot m par rapport au zéro OPD et n l'indice effectif du guide. Il s'agit de l'interférogramme dont nous avons retiré le fond continu (cosinus hyperbolique) comme indiqué précédemment (cf. définition 2.1). Ainsi, l'équation suivant une colonne est la suivante :

$$I_m(\sigma) = I_o \cos(2\pi n \sigma x_m) \quad (5.2)$$

Nous allons maintenant appliquer une transformée de Fourier suivant les colonnes, cela nous donne :

$$\frac{\tilde{I}_m}{\tilde{I}_{max}} = |\text{sinc}(2\pi \Delta \sigma (x + x_m)) + \text{sinc}(2\pi \Delta \sigma (x - x_m))| \quad (5.3)$$

où \tilde{I}_{max} est la valeur maximum de la transformée de Fourier. On remarque ainsi que cette transformée de Fourier nous donne directement accès à la position du plot par rapport au zéro OPD. La résolution de ce sinus cardinal est médiocre puisque pour un $\Delta \sigma$ d'environ 6700 cm^{-1} (soit un balayage de 600 à 1000 nm en longueur d'onde) on obtient une largeur à mi-hauteur d'environ 900 nm. Néanmoins, on sait donner avec une précision beaucoup plus grande la position barycentrique de ce sinus cardinal. En fait, le rapport entre la précision de la mesure barycentrique et la largeur à mi-hauteur du sinus cardinal vaut le rapport signal à bruit de la mesure. Dans le cadre de nos expérimentations, pour des mesures monochromatiques, on atteint facilement un rapport signal à bruit supérieur à 1000. Ainsi, on peut mesurer, des positions de plots à mieux que 0,9 nm, ce qui est très largement suffisant.

Dans cette présentation nous avons pris pour hypothèses initiales que tous les plots ont la même efficacité et qu'il n'y pas de dispersion chromatique (ni de l'efficacité des plots, ni de l'indice effectif du guide). Nous allons maintenant présenter les effets de ces deux problèmes, la manière de les corriger ainsi que l'information qu'ils nous donnent.

5.4.1.1 Effet de la dispersion en efficacité des plots

Les plots présents sur un SWIFTS ne sont pas tous identiques. Le principal défaut est qu'ils n'ont pas la même efficacité et que celle-ci est dépendante de la longueur d'onde. Pour calibrer ce problème, il existe deux manières :

- soit on procède à un balayage en OPD ;
- soit on injecte de la lumière que d'un seul côté.

Dans le premier cas, lorsque l'on moyenne les images d'un balayage en OPD, on moyenne les interférences et on obtient ainsi directement le cosinus hyperbolique. Ce cosinus hyperbolique contient l'information photométrique sur l'efficacité de chacun des plots.

L'autre technique consiste à prendre une image en injectant d'un côté puis une autre en injectant de l'autre côté. En faisant la somme de ces deux images, on obtient à nouveau le cosinus hyperbolique. Ces deux techniques sont totalement équivalentes du point de vue de la qualité des mesures. Le seul avantage que possède la technique de balayage en OPD est que nous acquérons deux informations en même temps :

- une information interférométrique ;
- une information photométrique.

Alors que dans le second cas on acquiert seulement une information photométrique.

Une fois que nous avons cette information photométrique, il suffit de diviser les images de balayage en nombre d'onde par la réponse du plot au nombre d'onde correspondant. On remarquera que, dans le cadre de cette mesure, même si tous les plots n'ont pas la même dispersion chromatique cela ne pose pas de problème particulier ; contrairement à la reconstruction du spectre (*cf.* § 3.2.6).

5.4.1.2 Effet de la dispersion chromatique de l'indice effectif du guide

Dans le cas où l'indice effectif du guide est fonction du nombre d'onde l'équation 5.2 devient :

$$I_m(\sigma) = I_o \cos(2\pi n(\sigma)\sigma x_m) \quad (5.4)$$

Ainsi, la transformée de Fourier de la colonne ne sera pas un sinus cardinal parfait. Comme on peut le voir sur la figure 5.8 celui-ci s'élargit et se déforme d'autant plus que x_m est grand. Ce qui est logique puisque plus x_m est grand, plus la déformation du cosinus de l'équation 5.4 est importante. Pour les simulations de la figure 5.7-a et b nous avons pris une variation d'indice effectif linéaire avec le nombre d'onde. Ainsi, dans ce cas, n peut s'écrire de la façon suivante :

$$n(\sigma) = n_{\sigma_o} + dn(\sigma - \sigma_o) \quad (5.5)$$

On peut voir sur la figure 5.8 que la position du sinus cardinal est elle aussi affectée. La correction consiste donc à, d'une part, ramener le sinus cardinal à sa bonne place et, d'autre part, à corriger la position des pas en sigma de manière à corriger la déformation du sinus cardinal. Cette correction nous donnera directement la dispersion de l'indice effectif. Par contre cette correction implique d'utiliser soit une méthode d'interpolation, soit une FFT adaptée puisque les pas d'échantillonnage en nombre d'onde ne seront plus constants.

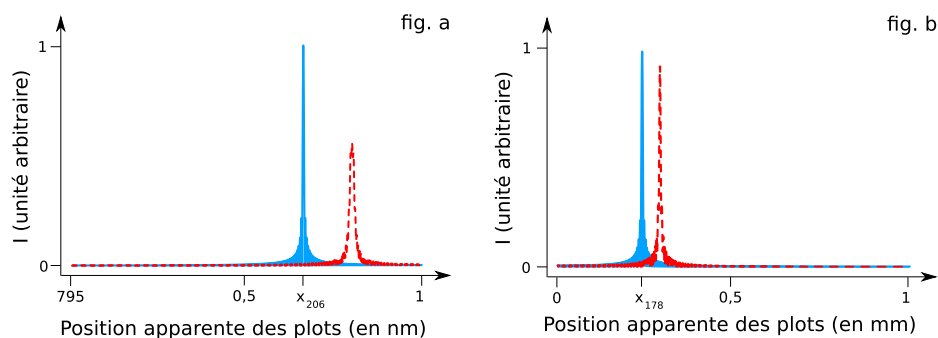


FIGURE 5.8 – Déformation du sinus cardinal due à la dispersion chromatique de l'indice effectif

- fig. a : transformées de Fourier des colonnes n°206 des figures 5.7-a (trait pointillé rouge) et b (trait point bleu) ;
- fig. b : transformées de Fourier des colonnes n°178 des figures 5.7-a (trait pointillé rouge) et b (trait point bleu) ;

5.4.1.3 Algorithme général de calibration

Le principe général de la calibration d'un SWIFTS est donné sur le diagramme 5.9. Il consiste à réaliser les étapes présentées ci-dessous dans le bon ordre. Il convient parfois d'itérer les dernières étapes afin d'optimiser le résultat de la calibration.

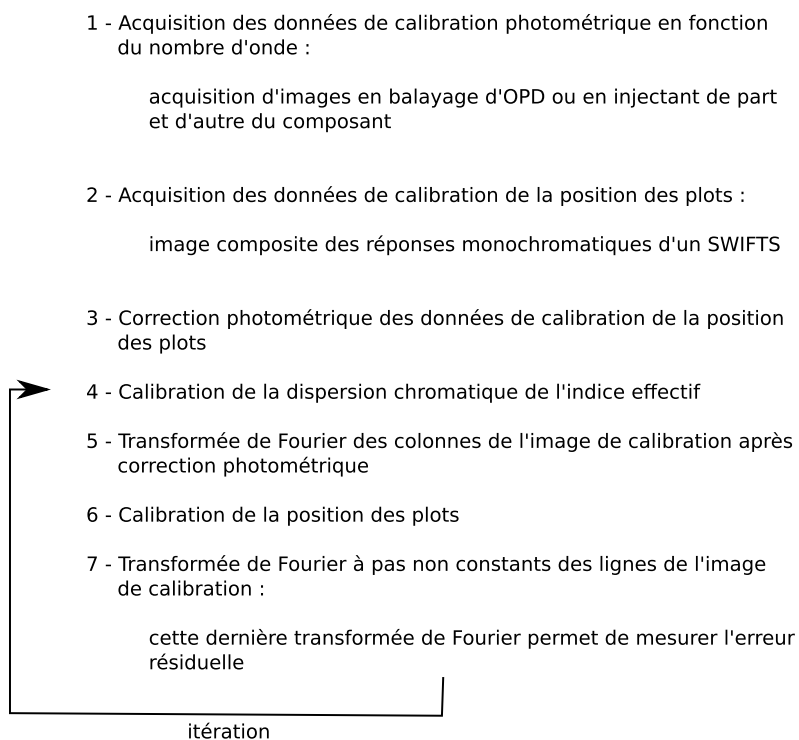


FIGURE 5.9 – Algorithme de calibration d'un SWIFTS

Pour la calibration nous avons choisi d'abord de calibrer la dispersion chromatique de l'indice effectif du guide, puis de calibrer la position des plots. On pourrait très bien imaginer faire l'inverse. Normalement, cela nous donnerait le même résultat. Néanmoins, vu que la dispersion de l'indice effectif est plus faible que celle des plots, la convergence de la solution est plus rapide. D'autre part, nous ne connaissons pas à λ près la position des plots. Ainsi, il y a un risque de convergence des solutions vers de mauvaises solutions (à $p\lambda$ près, avec p entier quelconque). Alors qu'avec le balayage en nombre d'onde on peut s'assurer du fait que l'on ne saute pas une longueur d'onde entre deux pas ; soit parce que la dispersion chromatique de l'indice est très faible, soit parce que l'on fait des pas en nombre d'onde petits.

Une fois la procédure de calibration effectuée, lorsque l'on fait la transformée de Fourier des lignes de l'image du balayage en nombre d'onde corrigé, on doit obtenir des sinus cardinaux dont la largeur à mi-hauteur vaut la résolution du SWIFTS.

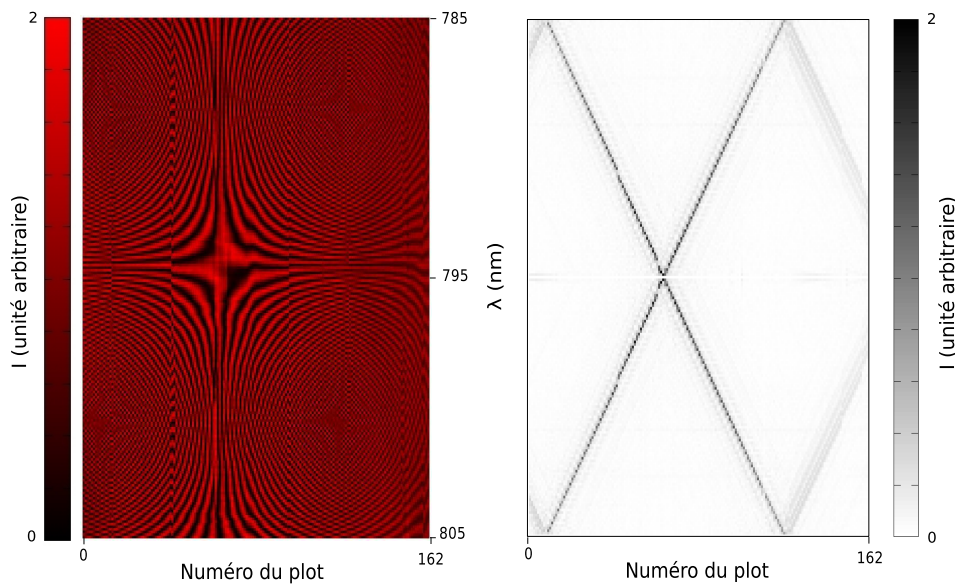


FIGURE 5.10 – Calibration par un balayage en longueur d'onde

- fig. a : image composite des réponses monochromatiques d'un SWIFTS ;
- fig. b : transformée de Fourier des colonnes de l'image de calibration.

5.4.2 Mesures effectuées

Sur la figure 5.10 on peut voir une image de calibration d'un composant de la dernière série (cf. § 5.1). Étant donné que nous avons réalisé un balayage sur une bande spectrale étroite (*ie.* entre 785 nm et 805 nm), l'indice effectif ne varie quasiment pas. Ainsi lorsque l'on fait la transformée de Fourier des colonnes de l'image, on obtient quasiment la valeur de la position

absolue des plots. Sur la figure 5.11 on peut voir le résultat de la mesure barycentrique de la position de plots. On reconnaît les paliers que nous avons déjà mis en évidence (cf. § 5.3 et qui sont dus à la technique de fabrication).

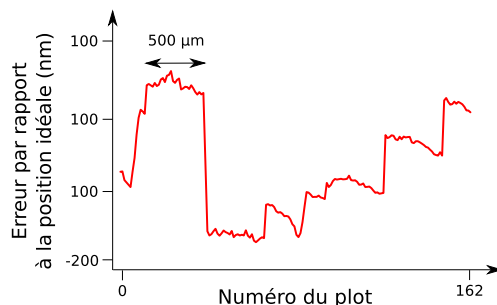


FIGURE 5.11 – Mesure de l'erreur de la position des plots par rapport à la position idéale

5.4.3 Reconstruction d'un interférogramme monochromatique

Maintenant que nous connaissons les paramètres du composant étudié nous pouvons l'utiliser pour réaliser une mesure de spectre haute résolution. Nous avons réalisé une mesure avec le couple source de puissance/monochromateur. Pour cela, nous avons réglé le monochromateur pour avoir une source qui soit suffisamment monochromatique pour avoir une longueur de cohérence supérieure à 2 mm.

On peut voir sur la figure 5.12 le résultat de cette expérimentation. On observe bien la variation de la position de la longueur d'onde ainsi. De plus, la largeur des pics correspond à la limite de résolution pour l'utilisation de 162 plots.

En conclusion, nous avons été capables de calibrer suffisamment précisément la position des plots pour obtenir une bonne réponse monochromatique du SWIFTS testé.

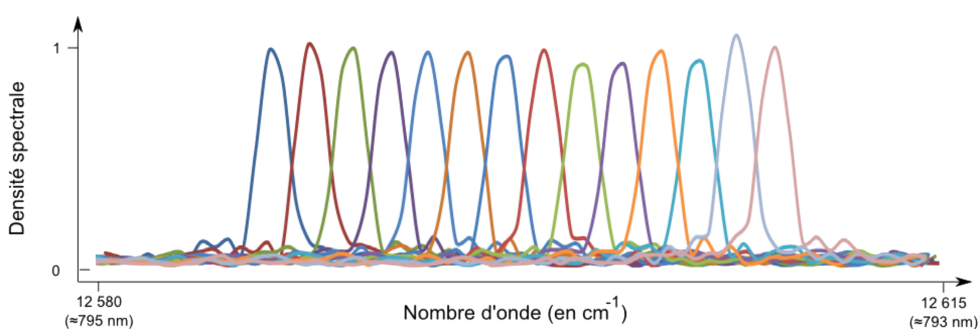


FIGURE 5.12 – Reconstruction du « spectre » d'une source monochromatique accordable en longueur d'onde pour différentes positions

5.5 Reconstruction d'un interférogramme polychromatique simple

Paradoxalement la reconstruction d'un interférogramme polychromatique simple a été réalisée dès la première année de cette thèse. En effet, étant donné que les composants SWIFTS, eu égard aux technologies employables, sous-échantillonnent l'interférogramme, le premier travail expérimental qui a été réalisé a été le test du balayage en OPD. Pour cela, comme nous l'avons vu (*cf.* § 4.5.2), différentes techniques ont été développées.

Dans un « proceeding » nous avons présenté les résultats obtenus à l'aide du premier composant en utilisant une technique de balayage en OPD par éloignement d'une des deux fibres d'injection (Ferrand et al. [94]). Comme nous l'avons vu, cette méthode a rapidement été remplacée par une méthode d'élongation de fibre². En effet, elle présentait l'inconvénient majeur de faire varier le flux injecté et donc le contraste des franges d'interférences. Afin de contrebalancer ce problème, nous avons dû évaluer les pertes de couplages et corriger photométriquement l'interférogramme mesuré. L'autre problème que nous avons rencontré est l'inhomogénéité des positions des pas d'échantillonnage. Comme nous l'avons vu, ce problème est, quant à lui, présent dans toutes les mesures que nous avons effectuées. Afin de corriger celui-ci nous avons utilisé une méthode de recherche de phase pour connaître la position des points, et une méthode d'interpolation pour réaliser la transformée de Fourier.

Cet article ne présente pas les meilleurs résultats que nous avons obtenu, néanmoins il a le mérite d'expliquer la méthode d'acquisition et de réduction des données, c'est pourquoi nous avons choisi de l'intégrer à ce chapitre.

La mesure présentée a été une avancée majeure pour SWIFTS. En effet, il s'agit du premier interférogramme non sous-échantillonné mesuré à l'aide d'un SWIFTS. Finalement, nous avons pu mesurer le spectre basse résolution ($R = 95 \text{ nm}$) d'une SLED d'une largeur spectrale d'environ 60 nm . Nous n'avons pas pu faire de mesure haute résolution du fait que le composant utilisé alors n'était pas d'une grande qualité ; il s'agissait en fait du premier composant SWIFTS réalisé sur substrat de verre. Ainsi, on peut voir sur la figure 2 de l'article que certains plots sont manquants et que l'efficacité de ceux présents est très disparate.

2. Des résultats obtenus avec cette méthode sont présentés dans un « proceeding » d'une conférence de l'OSA : Ferrand et al. [95].

A SWIFTS operating in visible and near-infrared

Ferrand J.^a, Custillon G.^b, Kochtcheev S.^c, Blaize S.^c, Morand A.^b, Leblond G.^c, Benech P.^b, Royer P.^c, Kern P.^a and Le Coarer E.^a,

^aLAOG, UJF-CNRS (UMR 5571), BP 53, 38041 Grenoble Cédex 9, France;

^bIMEP-LAHC, INPG-UJF-CNRS (UMR 5130), BP 257, 38016 Grenoble Cédex, France;

^cLNIO, UTT (FRE 2848), BP 2060, 10010 Troyes Cédex, France

ABSTRACT

SWIFTS (Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer) is based on a very promising technology. It permits a drastic reduction of the size of spectrometers while conserving, even improving, their performances. We present the first attempt to realise a SWIFTS based on wave guides in glass operating in visible and near infra-red.

Here, we present an original optical near-field detection in which nanowires of gold are used to directly sample the evanescent standing wave in the waveguide. With this first prototype we have been able to rebuild a spectrum with a resolution $R=95$.

Keywords: SWIFTS, Fourier, spectrometry, integrated optics, wave guide, nano

1. INTRODUCTION

SWIFTS (Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer) is a first step toward a new family of micro-Fourier-spectrometers. Because SWIFTS's technology permits a drastic reduction of the size of spectrometers while conserving, even improving, their performances it opens spectroscopy capabilities to many applications. A SWIFTS component is an association of a single mode waveguide with a set of photosensitive elements that sample a stationary wave in the evanescent field of the guide. The concept allows a direct Fourier Transform measurement of the considered light spectrum over a wide spectral range in a really tiny volume without any moving part. After a first realization on silicon substrate¹ we present in this work a SWIFTS operating in visible and near infrared on glass substrate. It is an original optical near-field detection in which nanowires of gold are used to directly sample the evanescent standing wave in the wave guide. With this first prototype we have been able to rebuild a spectrum with a resolution $R=800$.

2. PRESENTATION OF SWIFTS

2.1 Origin and principle

SWIFTS is an innovative way to achieve very compact spectrometers using nanodetectors coupled to the evanescent field of a dielectric integrated optics. The principle of SWIFTS is based on the Lippmann concept. In 1891, at the Acadmie des Sciences² in Paris, Gabriel Lippmann presented his first interferential color photograph of the suns spectrum. Later, in 1894, he published an article³ on how his plate was able to record color information in the depth of photographic grainless gelatin and how the same plate after processing (development) could restore the original colour image merely through light reflection. He was thus the inventor of true interferential colour photograph and received the Nobel Prize in 1908 for this breakthrough. Unfortunately, this principle was too complex to use for colour photograph, but Lippmann concept remains nonetheless extremely interesting for spectroscopic applications.

The basic principle underlying the spectrodetector is illustrated on figure 1. This design acts like a Fourier

Further author information: (Send correspondence to J. F.)

J. F.: E-mail: jerome.ferrand@obs.ujf-grenoble.fr, Telephone: +33 (0)4 76 63 58 40

G. C.: E-mail: guillaume.custillon@enserg.fr

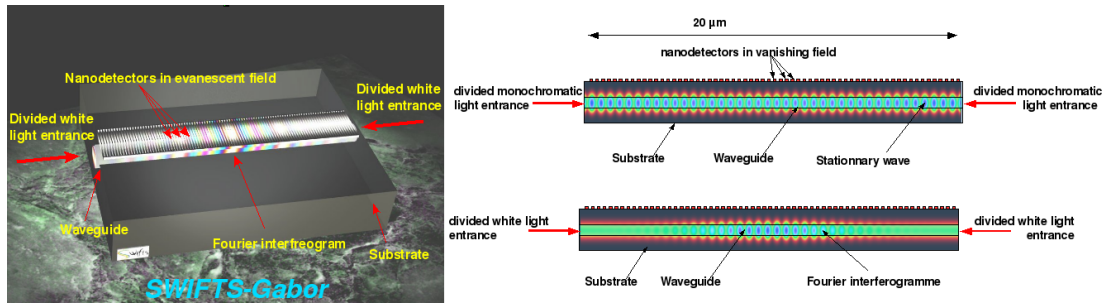


Figure 1. The forward and backward propagating wave coupled in the waveguide lead to a stationary wave. Nanodetectors are placed in the evanescent field of the waveguide, each detector sample a small part of the flux over a distance smaller than the fringe pattern. Then, if the entrance light is polychromatic, the resulting superimpose of stationary wave gives a Fourier interferogram sampled by nanodetectors.

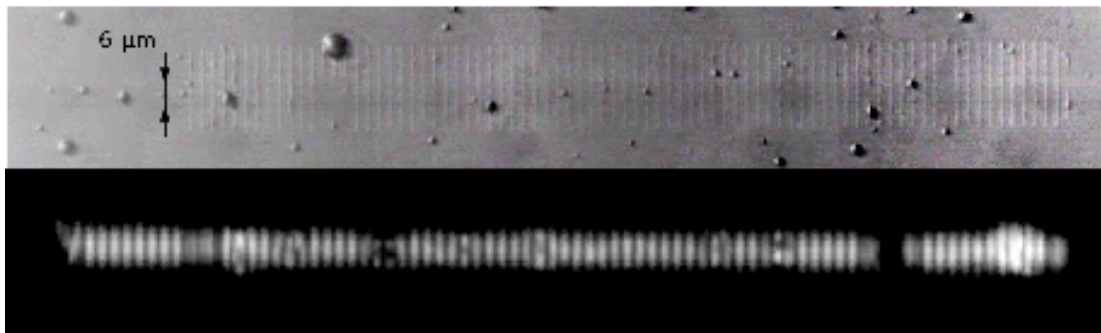


Figure 2. Top: top view of the component used for the experimentation. It is a K+ waveguide in a glass substrate, with nanowires (50 nm) of gold on top of it. Bottom: top view of the component scattering the light from a SLED at 850 nm.

transform spectrometer with simultaneous recorded pattern, i.e. no moveable part is required to record the information needed to restore the spectrum. The light under test is coupled at the two extremities of a single mode waveguide. Nanoscaled detectors are placed in the evanescent field of the waveguide in order to extract only a small fraction of the guided energy. This peripheral detection approach allows proper sampling of the interferogram using small size detectors in comparison with the quarter wavelength of the guided light. In this way 74 percent of the whole energy is detected using a minimum number of detectors.

2.2 Design of the component used for the experimentation

The first realization has been made by Le Coarer et al.¹. Since the use of detectors that have small enough dimension (a sixth of the wavelength, approximately 100 nm in our case) was impossible, for the first realization a solution based on light scattering has been developed. The idea was to use nanometric scattering centres deposited on the waveguide surface to extract the stationary wave from the waveguide and thus make far field detection possible thanks to an optic system. Because of diffraction limit of the far field detection system used the minimum distance between two scattering centres was $2.7 \mu\text{m}$. Thus the Shannon's sampling criterion could not be satisfied. However, if the spectral range is relatively small, the restoration of the spectrum still remains possible. In this experimentation we also use a solution based on light scattering, but unlike Le Coarer et al.¹ we have been able to fully sample the interferogram. In order to achieve that we scanned the interferogram by moving the position of the zero OPD (optical path difference) (see: 3.1). The component used for the following experimentation is a SWIFTS on glass substrate. It is composed of a single mode waveguide with nanowires of gold on top of it. The waveguide has been produced by the ion K+ exchange technique. It is a $6 \mu\text{m}$ of diameter waveguide which is single

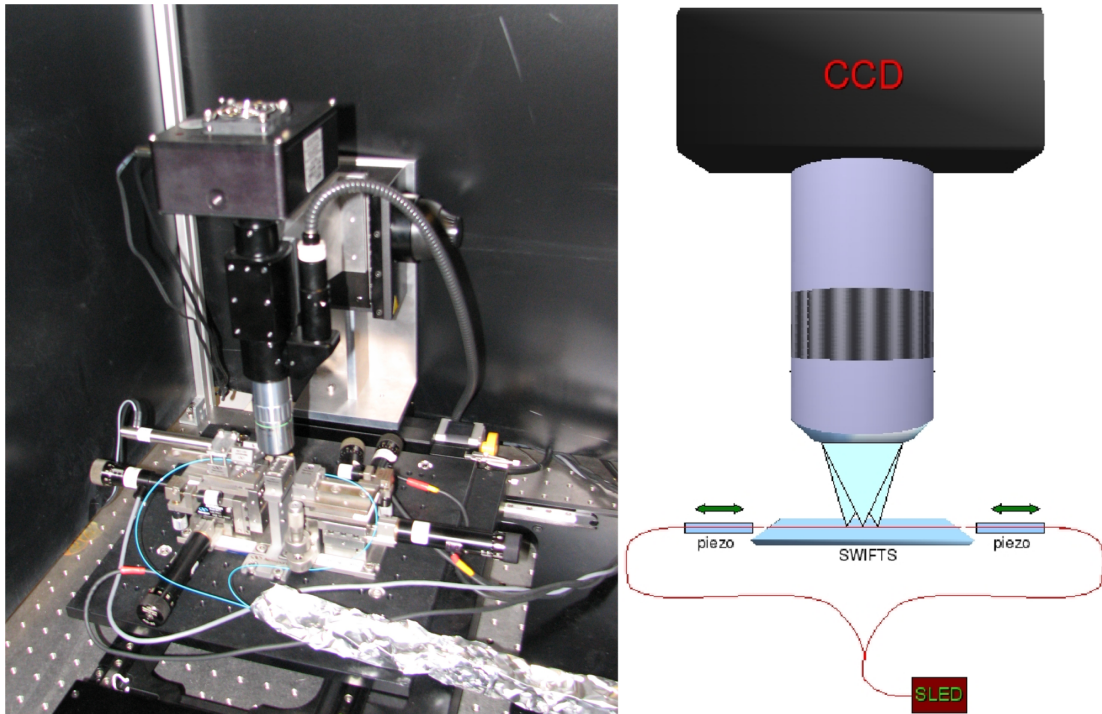


Figure 3. a) Photography of the experimental bench. b) Pattern of the experimental bench, the light from the SLED is divided thanks to a Y junction. Then the light is introduced in both sides of the component, thanks to a piezoelectric nanopositioning system we can adjust the position of the zero OPD.

mode at around 750 nm. With the nanowires of gold of 50 nm, it forms an original optical near-field detection in which nanowires of gold are used to directly sample the evanescent standing wave in the wave guide. This component is illustrated on figure 2, on the photograph one can see the waveguide and the nanowires of gold.

3. EXPERIMENTATION AND RESULTS

3.1 Experimentation

The structure shown in figure 1 has been manufactured by the IMEP laboratory (waveguide) and the LNIO (nanowires of gold). The experimentation has been made in the LAOG facilities. An optical view of the full-sized component is shown in figure 2. It features a 6 μm wave-guide single mode at 750 nm enhanced by 80 nanowires of gold of 50 nm. The incoming light is introduced in both side of the component trough a Y junction manufactured by Team Photonics. In figure 3 one can see the optical bench designed for the experimentation (on the left) and the pattern of it. The optical bench is composed of:

- one two axis motorized positioning system which provides an aperture of 153 x 153 mm with a precision of 2 μm for the global positioning (Compact Precision XY Stage CROSS 152 from OWIS GmbH),
- one motorized elevator stage which provides a travel of 30 mm with a precision of 6 μm for the fine tuning of the focus (Elevator Stage HVM 100 from OWIS GmbH)
- two 5 axis micro-positioning system which hold both outside fibers of Y the junction and allow the tuning of the injections in the component (from Newport)

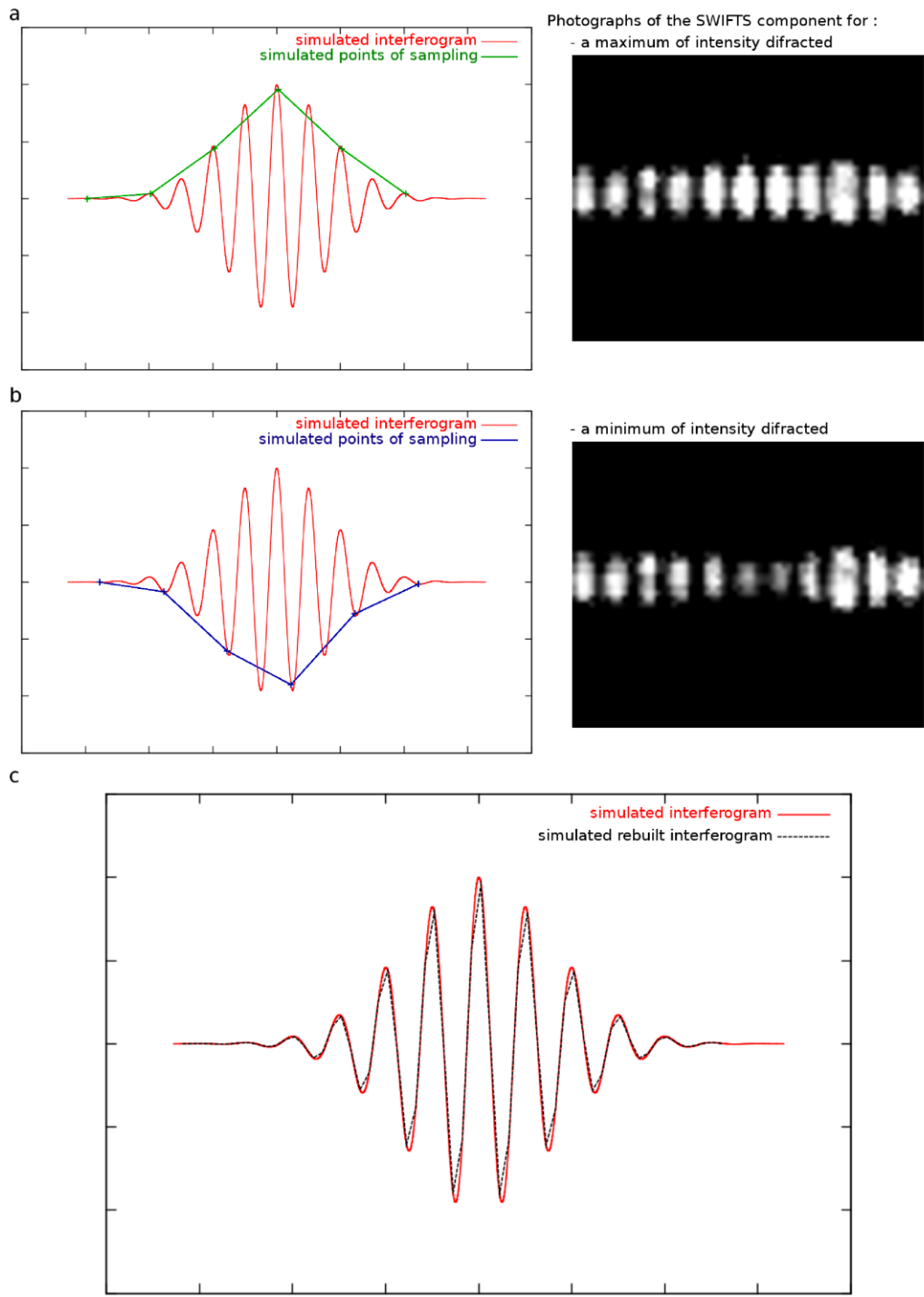


Figure 4. On the left there are two simulated interferograms and intensity of the scattered light by the scattering centres, on the right there are two photographs showing these situations. a) example of a position of the moving fiber in which all the scattering centres near the zero OPD scatter a maximum of light, b) example of position of the moving fiber in which all the scattering centres near the zero OPD scatter a minimum of light, c) original and rebuilt simulated interferograms.

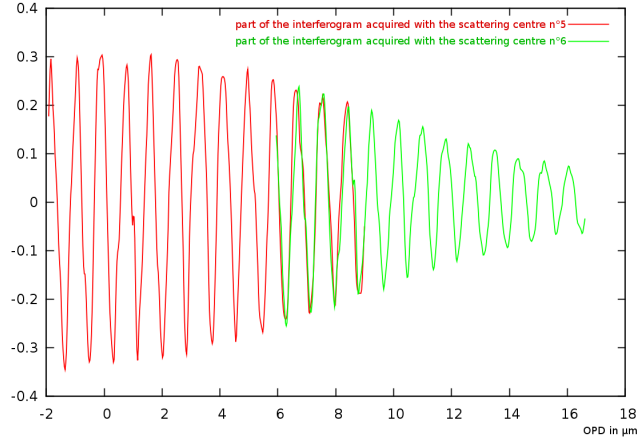


Figure 5. Two parts of the interferogram, acquired by two different scattering centres, repositioned

- one piezo-electric nanopositioning system driven by computer with a precision of 10 nm. It holds one outside fiber of the Y junction
- one tube microscope (from Mitutoyo)
- one 5X objective (from Mitutoyo)
- and one camera (from SBIG)

3.2 Data reduction

In the ideal case all the nanometric scattering centres have the same effectiveness, also the efficiency of coupling is the same for both sides of the component and do not depend on the position of the zero OPD. Of course our component is not ideal ! One can see on figure 2 that the surface of the component is polluted and the some nanowires of gold are broken. Nevertheless we have been able to reduce the data in order to rebuild the spectrum of our light source. For the data reduction we need to know exactly:

- the effectiveness of each scattering centres
- the position of each scattering centres
- and the efficiency of coupling

Only the position of each scattering centres was known, the others two informations have been extracted from the data acquired. The position of each scattering centres was known thanks to the process of manufacture. Indeed the nanowires of gold have been deposited with a MEB with an accuracy of a few nm. The distance between two scattering centres is 2.7 μm .

In order to acquire the data we took exposure of 5 s with the camera, for each position of injection. The position of injection is defined as the distance between the outside fiber of the Y junction hold by the nanopositioning system and the entrance of the component. The range of variation of this position was from 5 μm to 8 μm by step of 50 nm, which is less than a sixth of the wavelength. The efficiency of coupling is well described by the following expression:

$$I(D) = I_0 \times \frac{(d/2)^2}{(d/2 + D \frac{NA}{\sqrt{1-NA^2}})^2}, \quad (1)$$

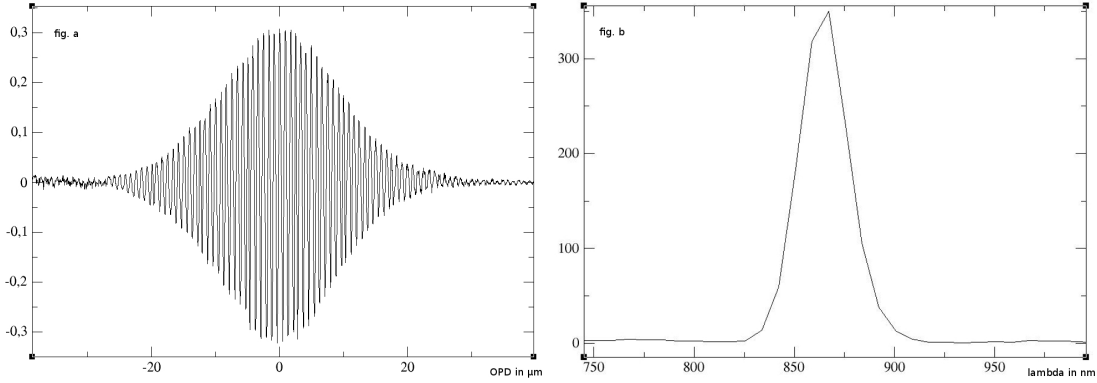


Figure 6. a) Rebuilt interferogram of a SLED. b) Spectrum of the SLED studied.

where I_0 is the flux of light outgoing from the fiber, d is the diameter of the fiber core, D is the distance between the fiber and the component and NA is the numerical aperture of the fiber. The equation 1 can be simplified as following if $d \ll D$:

$$I(D) = I_0 \times \frac{(d/2)^2}{\left(D - \frac{NA}{\sqrt{1-NA^2}}\right)^2}. \quad (2)$$

Also for a monochromatic light the equation of the interferogram is:

$$I_{tot}(x) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \times I_2} \times \cos(2kx) \quad (3)$$

where each I is the average value of the intensity (I_1 is for one entrance and I_2 is for the other) and x is the OPD. So we have been able to correct the variation of efficiency of coupling of the side where the fiber was moving. In order to estimate the factors of this equation we interpolated it thanks a root mean square measure on a plot with a high OPD, i.e. where there is no interference and the only variation of intensity is due to the efficiency of coupling. The effectiveness of each scattering centres has been computed as the average flux of each scattering centres on all the pictures acquired.

Finally the “algorithm” for the data reduction is the following:

- division of all the scattered flux by the effectiveness of each scattering centres
- correction of the efficiency of coupling
- repositioning of each part of the interferogram (see fig. 5)

3.3 Results

Our results are illustrated by the fig. 6. We have been able to measure the interferogram and thus to obtain the spectrum using a simple FFT (Fast Fourier Transform). This interferogram is the most defined obtained with a SWIFTS component at this time. Indeed it is oversampled in the meaning of the Shannon’s criterion, which was not the case of the interferogram of Le Coarer et al.¹ We have a central value of the wavelength of 863 nm and a FWHM (Full Width at Half Maximum) of 60 nm, which is consistent with the manufacturer’s characteristics. In order to obtain this results we just used 9 of the 80 scattering centres of the component, which give us a spectrum with a resolution $R=95$.

4. DISCUSSION AND CONCLUSION

During this experimentation we have been able to fully rebuild the spectrum of a SLED at 850 nm. This has only been possible thanks to the new technique developed for this experimentation: the scan of the zero OPD position. This permitted us to obtain much better results than those presented in Nature Photonics by Le Coarer et al.¹ Indeed, we have been able to oversample, in the meaning of the Shannon's criterion, the interferogram. That is why, unlike Le Coarer et al.¹, we had access to a large spectral domain. Which is only limited by the spectral domain in which the waveguide is single mode and the spectral domain in which the camera we used is enough efficient.

Despite the very good and promising results we obtained these are not the best that we can obtain with this component and are very leak compare to the possibilities of SWIFTS technology. The limitations of these results come from a non good enough calibration (position of the entrance fiber, chromaticism of the effectiveness of the scattering centres, ...) and from the facts that this component is so sensitive that we have been embarrassed by thermal issues concerning the fibers. Nevertheless this show that SWIFTS technology could be used for metrology with an accuracy of a fraction of wavelength. These results are also limited by the fact that we used only 9 of the 80 scattering centres. The next step will be to manage a better calibration allowing a more efficient data reduction and to use the 80 scattering centres leading to a resolution $R=800$. The following step (by the end of the year) is to manufacture a new component with 256 distant of $56 \mu\text{m}$ from each others leading to a resolution $R=35000$ for a wavelength of $1 \mu\text{m}$. Thanks to these results we have made a huge step from the publication of Le Coarer et al.¹ in Nature Photonics, all these results confirm that SWIFTS technology is reliable for using it in Astronomical instrumentation (see Kern et al.⁴).

ACKNOWLEDGMENTS

This work was partially supported by the CNRS, the CNES and EADS - Astrium.

REFERENCES

- [1] Le Coarer, E., Blaize, S., Benech, P., Stefanon, I., Morand, A., Lerondel, G., Leblond, G., Kern, P., Fédéli, J.-M., and Royer, P., "Stationary waves integrated fourier transform spectrometry (SWIFTS): towards an ultimate wavelength scalespectrometer," *Nature Photonics* **8**, 473–478 (2007).
- [2] Lippmann, G., "La photographie des couleurs," *CRAS* **112**, 274–275 (1891).
- [3] Lippmann, G., "Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées, par la méthode interférentielle," *CRAS* **118**, 92–102 (1894).
- [4] Kern, P. Y., Le Coarer, E. and Benech, P., "Full integrated beam combiner instrument based on SWIFTS concept," *Proc. SPIE* **7013-39**, July 2008.

5.6 Conclusion du chapitre

En conclusion, dans ce chapitre nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus durant cette thèse. Ils ont permis de montrer plusieurs choses. Tout d'abord que SWIFTS est efficace. Même si on n'atteint pas encore l'efficacité maximale théorique on dispose tout de même de nanoplots répondant aux caractéristiques demandées. D'autre part nous avons pu mettre en évidence l'effet de Bragg, ce qui montre que la modélisation théorique nous a permis de bien prédire le comportement des SWIFTS. Ensuite, nous avons expliqué la méthode de calibration et montrée que celle-ci est relativement rapide et efficace.

Enfin, nous avons montré deux cas de fonctionnement d'un SWIFTS Gabor :

- premièrement dans un cas haute résolution monochromatique ;
- deuxièmement dans un cas basse résolution polychromatique.

Finalement, l'ensemble de ces résultats permet de valider le concept SWIFTS.

Perspectives

Comme nous l'avons vu le concept de SWIFTS fonctionne. Il reste un certain nombre de choses à réaliser. Tout d'abord, réaliser des mesures avec un composant complètement intégré. D'autre part un résultat polychromatique haute résolution avec un bon rapport signal à bruit permettrait de démontrer toutes les potentialités de SWIFTS.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Durant cette thèse nous avons pu approcher un vaste champ de problèmes liés à SWIFTS.

Ainsi, nous avons tout d'abord abordé la modélisation complète d'un tel spectromètre. Cette modélisation nous a permis de présenter les caractéristiques globales d'un spectromètre SWIFTS (résolution, efficacité, bande spectrale, résistance aux imperfections de fabrication, ...). Cette phase nous a aussi permis d'expliquer en détails les différences entre un FTS classique et un SWIFTS, avec notamment le phénomène des réflexions de Bragg.

Dans un second temps nous avons abordé la problématique de la réalisation et de la caractérisation d'un tel spectromètre. Nous avons ainsi expliqué les étapes de fabrication d'un SWIFTS. Nous avons aussi présenté la solution d'un variateur d'OPD thermo-optique, ainsi que le problème de diaphonie engendré par les solutions techniques retenues. Enfin, nous avons présenté les outils de caractérisation mis en place durant cette thèse.

Le dernier chapitre présente les résultats que nous avons obtenus durant cette thèse. Ces résultats nous permettent entre autre de confirmer les phénomènes prédits par la modélisation. De plus, dans ce chapitre nous avons présenté la procédure de calibration d'un SWIFTS.

En conclusion, les résultats de modélisations et d'expérimentations que nous avons obtenus nous permettent de conclure sur la validité du concept SWIFTS.

Perspectives

Cette thèse a permis de bien affiner les connaissances sur SWIFTS. Néanmoins certaines choses doivent encore être approfondies. En modélisation, le modèle des plots utilisé est un modèle à deux dimensions qui est qualitatif. Un modèle à trois dimensions permettrait d'améliorer les résultats. En terme de réalisation, le test des variateurs thermo-optiques doit être réalisé, tout comme le collage d'un SWIFTS sur un CCD. Et enfin, au niveau des expérimentations, l'obtention d'un spectre large bande complexe est le dernier résultat manquant.

De plus, une autre voie qui reste à explorer est l'utilisation en astrophysique. Une voie intéressante semble être son utilisation en métrologie. D'une part en spectroscopie pure, pour la mesure de vitesse radiale, et d'autre part, en utilisation mixte pour de l'interférométrie. L'avantage de SWIFTS pour la mesure des vitesses radiales consiste en sa compacité et en sa stabilité. De la même manière l'utilisation en interférométrie multi-longueurs d'onde pourrait être envisagée. Par exemple, dans le cas d'une interférométrie à deux télescopes, il faudrait utiliser deux SWIFTS Lippmann pour réaliser la spectrométrie de chaque voie, et un SWIFTS Gabor pour réaliser la mesure de visibilité. Néanmoins, ces deux modes d'utilisation doivent être étudiés avant de pouvoir conclure sur leur pertinence, notamment au regard du rapport signal à bruit.

Enfin, une autre piste de travail pourrait être l'association d'un AWG large bande (pour *Arrayed Waveguide Grating*) avec plusieurs SWIFTS. L'AWG large bande permettrait de découper le signal en N bandes étroites. Ces N bandes étroites de signal seraient ensuite injectées dans N SWIFTS. Cette solution aurait un avantage certain en terme de rapport signal à bruit.

NOUVEAU CHAPITRE DE THÈSE DE L'ASSOCIATION BERNARD GREGORY

A

SOMMAIRE

A.1 CADRE GÉNÉRAL ET ENJEUX DE MA THÈSE	173
A.1.1 Présentation succincte du projet de ma thèse	173
A.1.2 Présentation du contexte de ma thèse	176
A.1.3 Présentation de mon insertion personnelle dans ce contexte	180
A.2 DÉROULEMENT, GESTION ET COÛT ESTIMÉ DE MA THÈSE	182
A.2.1 Préparation et cadrage du projet	182
A.2.2 Conduite du projet	183
A.3 COMPÉTENCES, SAVOIR-FAIRE, QUALITÉS PROFESSIONNELLES ET PERSONNELLES	187
A.4 RÉSULTATS ET IMPACT DE MA THÈSE	190
A.5 PISTES PROFESSIONNELLES	191
CONCLUSION DU NOUVEAU CHAPITRE DE THÈSE	192



*Valorisation des compétences des docteurs
« un nouveau chapitre de la thèse »[®]*

L'exercice qui est proposé par l'association Bernard Gregory (ABG) est de faire un inventaire et une mise en valeur des compétences qui ont été nécessaires au bon déroulement de ma thèse. Il n'a

aucun caractère académique et n'a pas à être pris en compte, ni dans l'évaluation de la thèse, ni dans l'obtention du diplôme.

Avec le « nouveau chapitre de la thèse », j'ai dû faire une analyse critique de la manière dont j'ai conduit et géré ma thèse en tant que projet, et j'ai dû tirer des conclusions quant aux qualités personnelles et aux savoir-faires que j'ai développés.

Ce bilan inclut :

- une analyse critique du déroulement de ma thèse comme expérience professionnelle de gestion de projet,
- une identification et une illustration des différents acquis professionnels et compétences personnelles que j'ai développés pendant ma thèse,
- les perspectives de valorisation pour le doctorant en terme de pistes professionnelles que j'envisage à moyen terme.

A.1 Cadre général et enjeux de ma thèse

A.1.1 Présentation succincte du projet de ma thèse

Pourquoi faire de la recherche en instrumentation? Tout simplement parce que pour pouvoir faire de la physique encore faut-il être capable d'observer les objets que l'on veut étudier et ce de plus en plus finement.

Evidemment ceci est aussi valable pour l'astrophysique (*ie.* il faut pouvoir observer de mieux en mieux les planètes, étoiles, galaxies et autres objets plus ou moins exotiques). En astrophysique il y a trois principales façons d'observer ces objets :

- les photographier en « noir et blanc »
- faire leur spectre (je vais expliquer un peu plus loin en quoi cela consiste)
- ou bien faire les deux à la fois

Je vais tout d'abord faire « tomber » un mythe ; les belles images que l'on montre régulièrement au grand public ne servent quasiment pas pour les études scientifiques ! En effet, l'information sur laquelle les astrophysiciens travaillent le plus est la « couleur », ainsi les images servent surtout à collecter en parallèle le spectre des différentes parties du ciel et ainsi à gagner du temps d'observation. Plus précisément c'est la proportion des différentes couleurs dans un même objet qui est intéressante : c'est ce que l'on appelle le « spectre ». Pour expliciter la notion de spectre je vais tout d'abord rappeler le principe de décomposition des couleurs. Toutes les couleurs visibles présentes dans la nature peuvent être naturellement décomposées par l'oeil humain en trois couleurs primaires : bleu, vert et rouge (la photo couleur classique et la télévision utilisent ce principe). Il s'agit en fait d'un spectre à trois canaux (un par couleur). Néanmoins notre cerveau par un traitement de ces informations reconstitue artificiellement un grand nombre de couleurs. Maintenant prenons le cas d'un arc-en-ciel. Lorsque nous observons celui-ci nous voyons sept couleurs : rouge, orange, jaune, vert, bleu, indigo et violet, qui proviennent en fait de la lumière blanche du soleil. Il s'agit d'un spectre à sept canaux de la lumière solaire. On peut étendre dans le spectre visible cette notion en multipliant le nombre de couleurs potentiellement jusqu'à l'infini. Dans les faits on va de quelques dizaines de couleurs (spectre basse résolution) à quelques centaines de milliers de couleurs (spectre très haute résolution). De plus on peut étendre cette notion à toutes les ondes électromagnétiques dont la lumière visible fait partie (cela va des ondes radio de type FM jusqu'à des rayonnement de très hautes énergies qui sont capables de créer de la matière en passant par l'infrarouge et les rayons X).

Grâce au spectre on peut obtenir beaucoup d'informations sur l'objet observé, avec entre autres :

- sa distance par rapport à nous
- sa vitesse
- sa composition
- son âge

Ces informations permettent de confronter la théorie à l'observation, ce qui est la base du travail scientifique.

A.1.1.1 Présentation de SWIFTS

Le SWIFTS (Stationary-Wave Integrated Fourier Transform Spectrograph) est un nouveau concept de spectromètre (appareil permettant de mesurer le spectre).

Ce nouveau spectromètre est conçu en optique intégrée. L'optique intégrée est en fait l'analogie d'un réseau de distribution d'eau pour la lumière, en beaucoup plus petit bien sûr. C'est-à-dire que dans un matériau optique (par exemple du verre) on crée des sortes de « tuyau à lumière » qui permettent de la transporter comme l'on veut, c'est-à-dire que l'on peut la faire tourner, la diviser, la regrouper, ... comme on fait avec de l'eau. Tout cela se fait avec des « tuyaux », que l'on appelle guides optiques, plus petits qu'un cheveu.

L'innovation de SWIFTS est de coupler l'optique intégrée à des nano-détecteurs qui permettent de mesurer l'intensité de la lumière à l'intérieur du guide optique. Ces nano-détecteurs sont placés contre un guide d'onde et permettent de construire des spectromètres complètement statiques. Cela permet à la fois de fabriquer un spectromètre plus petit et plus précis. De plus un spectromètre intégrant le détecteur au plus près du composant optique permet une grande stabilité des mesures. Ainsi, par exemple, les SWIFTS pourraient être tout particulièrement appropriés à la détection de planètes extrasolaires.

A.1.1.2 Principe de SWIFTS

Pour mesurer un spectre il existe deux façons :

- une méthode dite dispersive (comme un arc-en-ciel)
- une méthode dite à transformée de Fourier

La première méthode est assez naturelle et facile à comprendre. En effet, à l'aide d'un matériau (par exemple de l'eau dans le cas d'un arc-en-ciel) on disperse chacune des couleurs de la lumière dans différentes directions (par exemple dans le cas d'un arc-en-ciel le rouge est dévié vers la gauche et le violet vers la droite). Avec un tel type de spectromètre on n'a qu'à mesurer l'intensité de chacune des couleurs.

La deuxième méthode est beaucoup moins intuitive. Cette méthode est basée sur une technique mathématique que l'on appelle transformée de Fourier, du nom d'un célèbre mathématicien français. Cette technique permet de relier le spectre à une autre grandeur physique observable : l'interférogramme de la lumière. Un interférogramme est ce que l'on peut mesurer lorsque l'on fait interférer de la lumière. Il est généralement connu que la lumière est une onde tout comme le son ou les vagues à la surface d'une étendue d'eau. Par contre la propriété d'interférence est moins connue. Elle existe pourtant souvent dans la nature. Par exemple, on peut faire interférer le son de deux diapasons. Dans ce cas on peut entendre un phénomène de « battement », c'est-à-dire que l'on entend un son dont le volume varie de manière périodique dans le temps. Il s'agit en fait d'un phénomène d'interférence entre deux ondes très proches en fréquence mais pas tout à fait identiques. La période du battement nous fournit une information sur la différence de fréquence entre les sons émis par les deux diapasons. Dans le cas des vagues à la surface d'une mer il existe aussi des phénomènes d'interférences. L'un des plus impressionnants étant le phénomène des vagues scélérates. Sous certaines conditions de petites vagues (quelques mètres de creux) peuvent créer ensemble une vague unique beaucoup plus grande, jusqu'à une vingtaine de mètre de haut.

Dans le cas de SWIFTS on utilise un miroir pour obtenir ces interférences. La lumière qui se réfléchit sur un miroir interfère avec elle-même. Ce phénomène est connu depuis très longtemps. Gabriel Lippmann a su en tirer profit pour fabriquer l'un des procédés de photographie en couleur des plus fidèles qui soit. Jusqu'à maintenant ce procédé était resté cantonné à la photographie sans être repris dans le monde de l'instrumentation. Le projet SWIFTS applique pour la première fois ce concept à une nouvelle génération de détecteurs permettant de faire de la spectrométrie.

A.1.1.3 Sujet de ma thèse

Dans le cadre de ma thèse mon travail a été d'étudier théoriquement ce type de spectromètre et de confronter cette étude théorique à l'expérimentation. Ce travail avait un double objectif :

- fabriquer un démonstrateur fonctionnel
- étudier son champ d'application en instrumentation pour l'astrophysique, notamment en faisant ressortir les avantages et inconvénients de ce type de spectromètre en comparaison des autres techniques existantes

A.1.1.4 État du projet en début de thèse

L'existence de SWIFTS est due à l'imagination d'Étienne Le Coarer et au travail de chercheurs du LAOG (Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble), de l'IMEP (Institut de Micro-électronique, d'Électromagnétisme et de Photonique) et de l'UTT (Université Technologique de Troyes). Ce travail a été

concrétisé par deux brevets protégeant la technologie SWIFTS et par la publication d'un article dans *Nature Photonics*. Dans cet article Le Coarer et al. présentent la théorie de base d'un SWIFTS et les premiers résultats expérimentaux obtenus avec le tout premier prototype. Ce prototype était basé sur une nouvelle technique de mesure. Cette technique de mesure, la même qu'utilisée pour ma thèse, est basée sur l'utilisation de nano-fils d'or qui font fuir la lumière du guide optique (comme un petit trou dans un tuyau) vers un détecteur.

A.1.2 Présentation du contexte de ma thèse

A.1.2.1 Environnement universitaire de ma thèse

Les deux premières années de ma thèse j'étais étudiant de l'Université Joseph Fourier. Pour ma troisième année, suite à l'évolution du paysage de l'enseignement supérieur et de la recherche au niveau local je suis étudiant du Pôle de Recherche et d'Enseignement Supérieur (PRES) Université de Grenoble. Ce nouvel établissement a pour mission de délivrer les diplômes de doctorat, de favoriser la mutualisation des actions de recherche, de s'occuper des services inter-universitaires et des relations internationales et enfin de gérer l'opération campus. D'un point de vue recherche, cet établissement est la « somme » des trois universités grenobloises, de Grenoble INP et de l'IEP. Il comprend donc 93 laboratoires, plus de 5000 chercheurs et enseignants-chercheurs et un peu moins de 3500 doctorants, répartis dans 14 écoles doctorales. Il est associé à cinq centres de recherche internationaux et neuf centres nationaux.

J'effectue ma thèse au Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble. Le Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG) existe depuis une trentaine d'année et est une unité mixte de recherche de l'UJF et du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). Il est également membre de l'Observatoire des Sciences de l'Univers de Grenoble (OSUG). Ce laboratoire est situé sur le campus universitaire de Saint-Martin d'Hères. Il est composé de deux bâtiments et accueille 114 personnes (au 1 janvier 2010) dont 75 permanents et 16 doctorants, tous rattachés à l'école doctorale de Physique. Le LAOG a pour mission de mener des recherches permettant d'améliorer nos connaissances et notre compréhension de notre univers. Les activités du laboratoire sont donc consacrées, d'une part, à la réalisation et à l'utilisation d'instruments pour l'observation des objets astrophysiques et, d'autre part, au développement de théories et de simulations permettant d'expliquer ces observations.

Ainsi le champ des recherches menées au sein de ce laboratoire est très vaste. Elles seront d'ailleurs encore plus larges dans le futur puisque le LAOG et le Laboratoire de Planétologie de Grenoble vont fusionner. Cette grande diversité des thèmes de recherches implique une division en quatre équipes thématiques (voir figure A.1 pour l'organigramme).

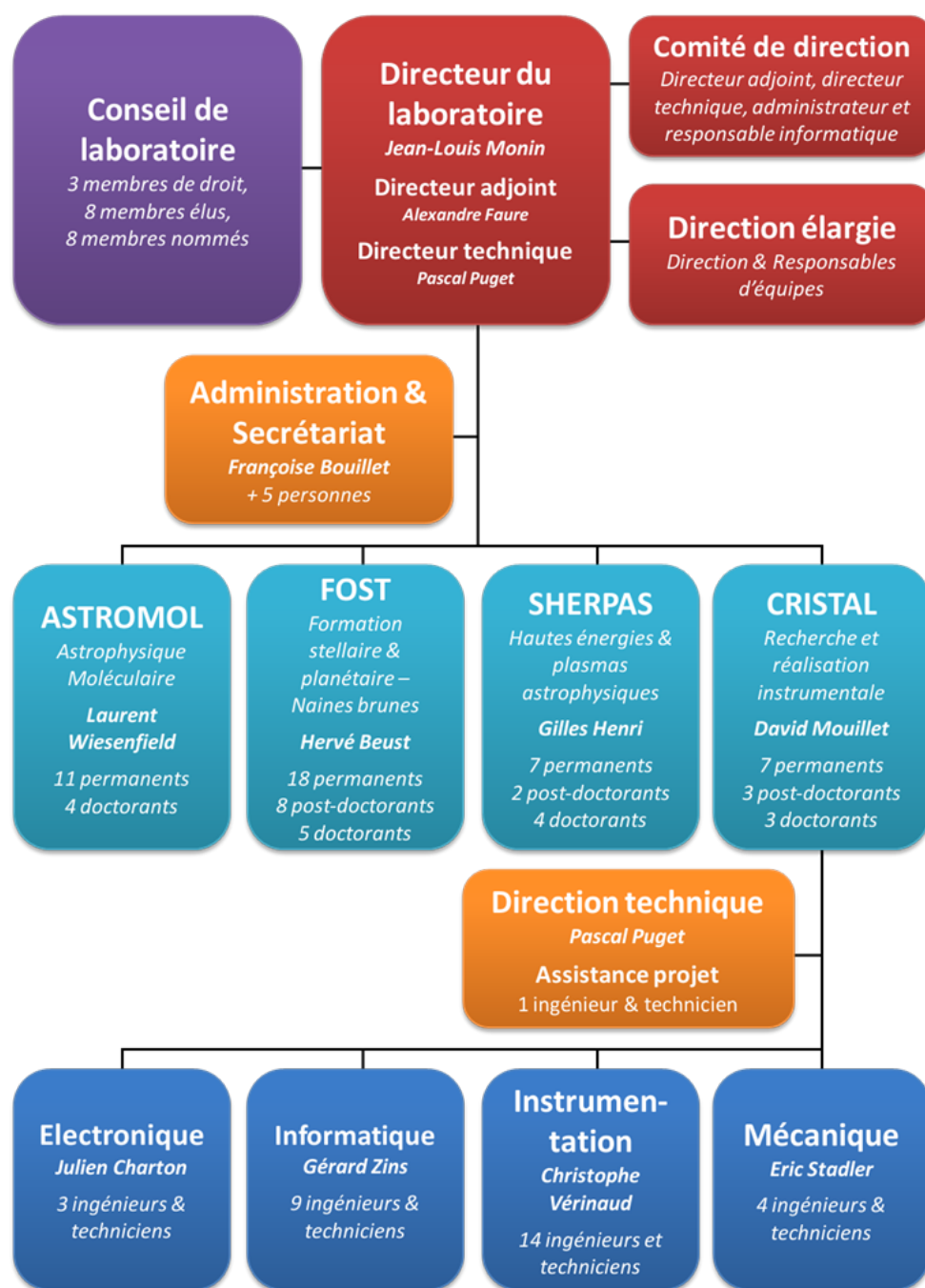


FIGURE A.1 – Organigramme du laboratoire

Je fais partie de l'équipe GRIL. C'est l'équipe de recherche instrumentale du LAOG. Elle s'occupe à la fois de la construction et du développement d'instruments ou de nouveaux concepts. L'ensemble de ses réalisations est fait grâce à un travail en amont de Recherche et Développement en collaboration avec des partenaires industriels de la recherche, notamment à Grenoble. Le projet SWIFTS relève justement de ce type de travail. Le LAOG entretient des collaborations avec d'autres laboratoires nationaux d'astrophysique mais aussi avec des laboratoires dans d'autres champs disciplinaires

notamment dans le cadre de l'équipe GRIL (IMEP-LAHC ou CEA-LETI par exemple). Il développe aussi des partenariats avec des laboratoires et organismes internationaux. Il est par exemple l'un des partenaires majeurs du programme d'instrumentation de l'European Southern Observatory (ESO), et est membre de réseaux européens (tels que Constellation, Jet Set, ...).

A.1.2.2 Collaborations

À l'heure actuelle les deux principaux projets existant sont :

- SWIFTS RF (pour radio fréquences)
- SWIFTS 400-1000 (pour 400 à 1000 nm)

Mon projet prend part, en périphérie, au projet SWIFTS 400-1000. Ce projet est le fruit d'une intense collaboration entre différents laboratoires et entreprises privées (voir figure A.2 pour les partenaires). En effet, au tout début de ma thèse le projet SWIFTS a été doté par le Fonds Unique Interministériel (FUI) de 1 895 000 € pour un budget total de 3 932 000 € (la différence est fournie par les salaires des permanents et par les partenaires industriels). Le FUI est une structure destinée à soutenir la recherche appliquée. Ce fonds permet d'aider le développement de nouveaux produits et services susceptibles d'être mis sur le marché à court ou moyen terme. Il finance des projets de R&D collaboratifs (grandes entreprises, PME, laboratoires) soutenus par les pôles de compétitivité.

En ce qui concerne plus particulièrement ma thèse une collaboration particulière est entretenue avec EADS Astrium. En effet, cette entreprise finance pour moitié mon salaire à travers une Bourse Docteur Ingénieur (BDI) du CNRS. Cette entreprise est intéressée par la possibilité d'utiliser à moyen terme des SWIFTS en lieux et places des spectromètres actuels.

A.1.2.3 Moyens mobilisés pour le projet

Actuellement 5 doctorants, 28 chercheurs (5,5 Equivalent Temps Plein, ETP) et 12 ingénieurs et assistants (5 ETP) travaillent sur les deux principaux projets SWIFTS (dont 4 doctorants, une vingtaine de chercheurs et une dizaine d'ingénieurs et assistants seulement pour SWIFTS 400-1000).

Pour ma thèse j'utilise les moyens du projet SWIFTS 400-1000. En effet, j'utilise le laboratoire de test de ce projet et mes composants de test sont fabriqués par les mêmes partenaires (IMEP-LAHC et LTM). Ceci est dû au fait que mon projet de thèse et ce projet utilisent les mêmes technologies. Ainsi pour ma thèse j'utilise environ un cinquième du temps le laboratoire de test et un cinquième du temps les « personnels SWIFTS » présents au LAOG. Ce laboratoire a été créé et équipé durant ma thèse. J'ai en fait initié la création de celui-ci (première partie de ma thèse) et ensuite deux ingénieurs ont été recrutés pour poursuivre ce travail. En plus de cela je dispose d'un ordinateur portable et d'un bureau partagé avec mon directeur de thèse.

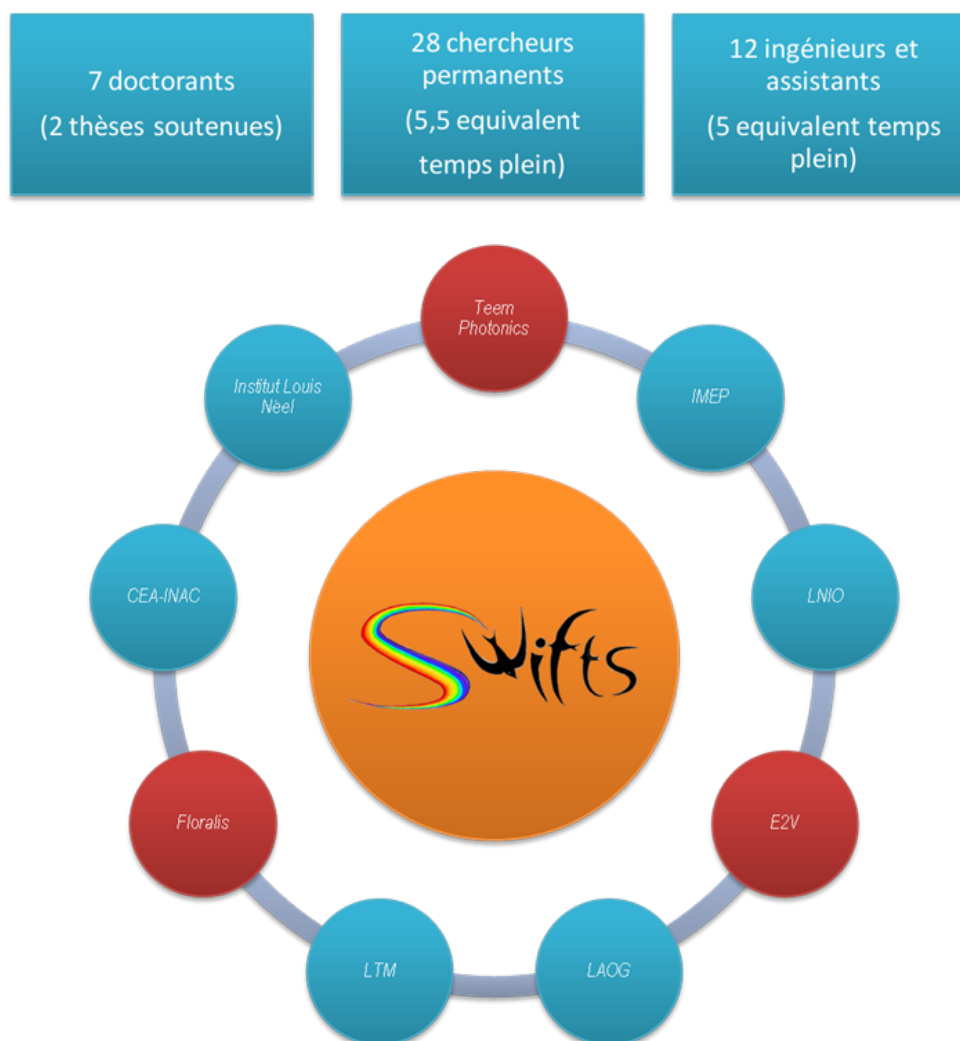


FIGURE A.2 – Diagramme du projet SWIFTS

En bleu partenaires publics et en rouge partenaires privés

A.1.2.4 Enjeux scientifiques

L'objectif de cette thèse était de développer un SWIFTS pour les bandes I et R (domaine spectral de la lumière), ces bandes étant choisies à cause de la facilité d'obtenir des détecteurs efficaces à base de silicium. Bien qu'un grand choix de résolutions spectrales soit possible, le choix d'une résolution élevée $R = 40000$ (séparation de la lumière en 40000 « couleurs ») était bien indiqué pour montrer que l'optique intégrée peut occuper une place qui ne lui était pas encore reconnue, notamment en montrant un gain important sur le volume instrumental. Ce démonstrateur devait être optimisé pour des performances astronomiques et être testé sur le ciel à partir du télescope du LAOG qui sert pour des travaux pratiques. Ce développement devait permettre au LAOG de prendre place par la suite dans des programmes de développements instrumentaux ambitieux au niveau européen concernant la spectrométrie intégrée pour l'interférométrie ou encore les spectrographes multi-objets ou 3D utilisant de l'optique intégrée.

A.1.2.5 Enjeux économiques

Pour le projet SWIFTS 400-1000 doté par le FUI l'objectif est de concevoir des spectromètres miniatures haute-résolution sur la gamme de longueur d'onde 400-1000 nm. Pendant les 30 mois que dure le projet, des démonstrateurs qui permettront par la suite de passer à l'étape d'industrialisation doivent être développés. Les premiers produits pourraient être commercialisés dès 2012. Selon l'étude de marché réalisée ces produits répondront à des marchés de 220 à 400 M€ annuel en augmentation moyenne de plus de 5% / an. Les premiers marchés visés (Instrumentation scientifique, Spatial et technique d'analyse LIBS) permettront d'ouvrir de nouveaux marchés et de démontrer tout l'intérêt de cette technologie.

Après trois ans d'exploitation, le chiffre d'affaire prévu pour les partenaires du projet est entre 8 et 25 M€ avec pour objectif d'atteindre 70 M€ dans les cinq ans. Des entreprises du Pôle Minalogic pourront pérenniser des emplois existants et en créer de nouveaux. Les volumes d'emploi à l'horizon 2015 seront de 40 à 150 personnes sur le bassin Grenoblois.

A.1.2.6 Concurrence

Au niveau académique la concurrence n'est pas très forte. Mon sujet de thèse est nouveau et la technologie SWIFTS ouvre un domaine nouveau à la spectrométrie haute résolution - large bande spectrale. En effet, les principaux concurrents sont souvent plutôt sur des recherches et développements de spectromètre compact mais de moyenne ou basse résolution. Néanmoins nous avons identifié un certain nombre d'autres technologies en développement.

Au niveau astrophysique la question est moins évidente. En effet, le gain de volume instrumental n'est pas si crucial que ça. Ainsi, des technologies plus classiques sont utilisées sans trop de problème. Ainsi notre travail est de montrer que SWIFTS peut être utilisé avantageusement pour certaines applications (notamment celles nécessitant une grande stabilité). C'est notamment dans cette optique là qu'EADS-Astrium a financé une partie de ma thèse. Cette entreprise est intéressée par la possibilité d'utiliser SWIFTS dans le spatial (le gain en compacité et en stabilité y est très intéressant).

A.1.3 Présentation de mon insertion personnelle dans ce contexte

A.1.3.1 Motivation personnelle

Pour faire dans le « cliché » je vais commencer par dire que depuis tout petit je suis très curieux. A tel point que je fatiguais ma famille à leur poser des questions tout le temps. Ils espéraient une chose : qu'en grandissant je me pose moins de questions et surtout que je leur en pose moins ... heureusement pour eux je leur en pose moins mais ça ne veut pas dire que

je m'en pose moins, bien au contraire ...

C'est sans doute cette curiosité qui m'a poussée très tôt à m'intéresser aux longues études. Ainsi de ce que je me souviens mon envie de faire un doctorat remonte à la fin de troisième. A l'époque deux sujets m'intéressaient particulièrement :

- la naissance de l'univers et les trous noirs ;
- la génétique.

C'est pourquoi j'ai fait un baccalauréat scientifique option biologie-écologie. En effet, ce baccalauréat me permettait de m'orienter soit vers l'astrophysique soit vers la biologie. Finalement, j'ai choisi l'astrophysique pour des raisons d'éthiques, j'avais, peut-être à tort, peur de l'impact de mes possibles recherches.

Ainsi j'en suis arrivé à faire un doctorat en instrumentation pour l'astrophysique, finalement bien loin de la thématique des trous noirs. J'ai tout de même fait un stage de master 2 en astrophysique théorique sur les trous noirs, plus particulièrement sur les jets de matières créés par les trous noirs super massifs présents au centre de certaines galaxies. En effet, au cours de mes études et différents stages j'ai constamment fait des allers-retours entre théorie pure et expérimentation. Ainsi ce qui me plaît vraiment dans l'instrumentation ce n'est pas l'instrumentation en elle-même mais le lien qu'il y a entre instrumentation et théorie. En effet, les deux sont intimement liés et se nourrissent l'un l'autre. Pour ouvrir au maximum notre champ des connaissances il est indispensable de développer à la fois la théorie et l'instrumentation.

Ainsi théorie et instrumentation interagissent de deux manières. Premièrement lorsqu'une nouvelle théorie apparaît il faut la vérifier. Pour cela il faut parfois imaginer un nouvel instrument capable d'observer les effets prédits par cette théorie pour soit la confirmer soit l'invalider. Deuxièmement ce sont parfois les instruments qui sont en avance sur la théorie ; dans ce cas on observe grâce à un nouvel instrument un effet non prédit par la théorie, et il faut donc imaginer une nouvelle théorie capable d'expliquer cet effet.

A.1.3.2 Implication personnelle dans l'évolution du projet

Au cours de ma thèse j'ai été associé aux réflexions sur l'évolution du projet SWIFTS dans la mesure de mes connaissances et compétences. J'ai néanmoins joué un rôle actif dans la définition du laboratoire de test SWIFTS et notamment été directeur de stage d'un étudiant en dernière année d'école d'ingénieur.

A.2 Déroutement, gestion et coût estimé de ma thèse

A.2.1 Préparation et cadrage du projet

Au début de ma thèse avec mon directeur de thèse nous avons défini un planning prévisionnel :

- Travail bibliographique et approche théorique (1^{ère} année) :
le travail bibliographique doit permettre une familiarisation avec le sujet, le travail théorique est un travail préparatoire à la réduction des données fournies par un SWIFTS
- Mise en place des bancs de caractérisations (décembre 2007 - juillet 2008) :
les bancs de caractérisation seront nécessaires pour caractériser les propriétés physiques des composants SWIFTS.
- Caractérisation, acquisition de données (juillet 2008 - octobre 2008) :
la caractérisation des composants est nécessaire pour la réduction des données, il s'agira d'une caractérisation complète des composants (dépendance en longueur d'onde, température, intensité lumineuse, ...).
- Mise en place de la réduction des données et retour sur modélisation (octobre 2008 - mars 2009) :
ce travail consistera en l'écriture d'un programme de réduction des données prenant en compte les caractérisations effectuées et aussi la modélisation du composant SWIFTS.
- Spécification et développement d'un modèle livrable (mars 2009 - octobre 2009) :
cette phase consistera en la réalisation d'un premier SWIFTS assemblé prêt à être livré.
- Observations, publications et rédaction (octobre 2009 - juillet 2010)

Finalement ce planning a été grosso modo respecté, à ceci près que ma thèse a été beaucoup moins linéaire que ça.

Quelques facteurs à risque avaient été identifiés. Contrairement à beaucoup de thèses je n'ai pas vraiment eu de problèmes financiers au cours de ma thèse. Je suis financé par une bourse BDI du CNRS que j'ai obtenu 6 mois avant le début de ma thèse. D'autant plus que dès le début de ma thèse nous avons eu une agréable surprise en étant sélectionnés par le FUI. Le FUI a été un plus mais n'était pas un risque. En effet, ma thèse se serait quasiment déroulée de la même manière sans cette dotation.

Les facteurs à risque tenaient surtout de ma personnalité et de mon directeur de thèse et de notre emploi du temps. En effet, nous avons tous deux une certaine facilité à nous disperser dans nombre de projets et nous sommes aussi tous les deux très impliqués dans la vie de notre université. Etienne le Coarer est vice-président adjoint ressources humaines de l'Uni-

versité Joseph Fourier et j'ai été élu universitaire tout au long de ma thèse. Néanmoins connaissant tous deux nos personnalités nous avons fait attention tout au long de ma thèse et finalement cela n'a jamais posé de problèmes. Au contraire cela m'a permis d'avoir beaucoup d'autonomie.

A.2.2 Conduite du projet

A.2.2.1 Structuration du projet

Sur la figure A.3 on peut voir le diagramme de mes trois années en thèse. Comme on peut le voir sur le diagramme ma thèse n'a pas vraiment été linéaire avec quelques sous-projets s'enchaînant les uns après les autres, en fait j'ai eu plutôt à traiter différents sous-projets en parallèle et interagissant entre eux.

Sur ce diagramme j'ai fait apparaître ma thèse, mon enseignement et mon engagement dans la représentation étudiante. Bien que non directement lié à ma thèse, cet engagement m'a appris beaucoup de choses et surtout peut être une plus value importante vis-à-vis de mes objectifs professionnels (cf. A.5).

Sous-projet prise en main du sujet

Étant donné que je n'avais pas fait mon stage de Master 2 sur le même sujet au début de ma thèse j'ai dû commencer par « m'approprier » le sujet. Ceci passe notamment par de la bibliographie.

En parallèle j'ai commencé à créer le banc de test SWIFTS. En effet, lorsque je suis arrivé en thèse le LAOG ne disposait d'aucun moyen de caractérisation dévolu au projet SWIFTS. J'ai donc dû créer ce banc en utilisant les compétences que j'avais pu acquérir auparavant (notamment en dessin assisté par ordinateur).

Sous-projet modélisation et étude théorique

Le gros de mon travail de thèse peut se résumer à cela : étudier théoriquement un SWIFTS pour ensuite confronter cette étude à la réalité et ainsi améliorer les performances des SWIFTS. Ainsi une bonne partie de mon temps de thèse a été pris par la modélisation du SWIFTS et à son étude théorique. Pour cette partie j'ai travaillé avec Guillaume Custillon doctorant à l'IMEP. Son sujet de thèse est de modéliser l'interaction entre un plot nanoscopique métallique et un guide optique. Mon travail a été d'utiliser ses résultats pour modéliser un SWIFTS complet en prenant compte des défauts dus aux techniques de fabrication utilisées. Le principal problème a été d'identifier toutes les sources d'imperfection dans la réalisation et de quantifier leur importance. Un second problème a été de trouver une méthode de calcul permettant de simplifier la modélisation et ainsi de la

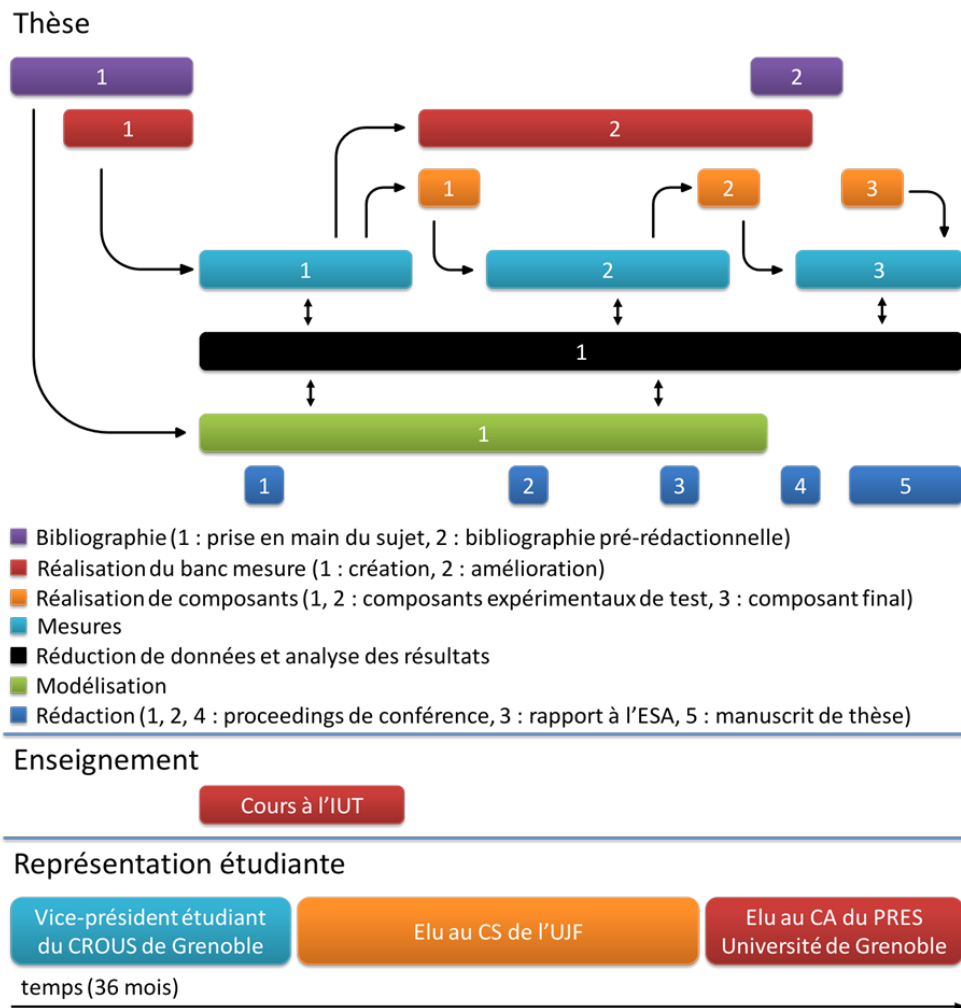


FIGURE A.3 – Diagramme de mes trois ans en thèse

rendre suffisamment rapide.

Sous-projet banc d'expérimentation

Afin de valider la modélisation et de prouver l'efficacité de la technologie SWIFTS nous avons dû développer un banc d'expérimentation. Ce travail a été plus ou moins présent tout au long de ma thèse. J'ai initié ce travail au début de ma thèse en créant le premier banc de mesure qui m'a permis d'obtenir mes premiers résultats. Dans un second temps il a fallu faire évoluer ce banc d'expérimentation. Pour cela j'ai encadré un stage d'élève ingénieur en 3ème année. Durant son stage Fabrice a notamment fait évoluer le logiciel de contrôle pour le rendre plus simple d'utilisation et plus automatique.

Sous-projet expérimentation (mesures, réduction de données et analyses des résultats)

Grâce au banc d'expérimentation et aux composants de test réalisés

par les partenaires du projet nous avons pu mener des expérimentations et obtenir des résultats. Ce travail, qui a été présent tout au long de ma thèse, a accompagné mon travail de modélisation.

Sous-projet rédaction

Enfin le dernier sous-projet de ma thèse était le travail de rédaction. Ce travail est en quelque sorte la conclusion de toute recherche scientifique. Ce travail consiste à expliquer le travail effectué et à présenter les résultats de notre recherche. Finalement durant ma thèse j'ai rédigé trois « proceedings » de conférences internationales, participé à la rédaction d'un rapport pour l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et bien entendu rédigé mon manuscrit de thèse.

A.2.2.2 Suivi de ma thèse et interaction avec les partenaires du projet SWIFTS 400-1000

Suivi de ma thèse

Au LAOG les thèses sont bien suivies. Ce suivi se fait à plusieurs niveaux, tout d'abord il y a un suivi annuel fait par un comité des thèses et par le directeur du laboratoire (rendez-vous individuel pour signer la charte des thèses). Ensuite il y a un suivi quasi-hebdomadaire dans le cadre des réunions d'équipe. Lors de cette réunion un tour de table est effectué pour expliquer son travail de la semaine et présenter ses difficultés le cas échéant. Enfin il y a le suivi réalisé par le directeur de thèse, qui dans mon cas a été quasi-quotidien : nous partageons le même bureau.

Interaction avec les partenaires du projet SWIFTS 400-1000

Dans le cadre du projet SWIFTS 400-1000 un calendrier et des livrables ont été définis au début du projet. Ainsi des réunions de suivi des sous-projets sont organisées environ tous les deux mois. Lors de ces réunions chacun des intervenants présente l'état d'avancement de son travail vis-à-vis du calendrier.

A.2.2.3 Estimation et prise en charge du coût de mon projet de thèse

Ma thèse aura couté un total de 207 800 €. Cela commence à faire une somme !

La ventilation des coûts est donnée sur la figure A.4. Deux tiers du coût de ma thèse est absorbée par les salaires (138 550 €). En effet, dans le cadre de ma thèse il y a eu l'équivalent de quatre tiers d'un équivalent temps plein sur trois ans :

- un ETP pour moi

- un tiers d'ETP répartis entre mon directeur de thèse (0,1 ETP), deux ingénieurs (0,14 ETP) et trois techniciens ou assistants ingénieurs (0,09 ETP)

Etant donné la nature instrumentale de ma recherche il n'est pas étonnant que le deuxième poste de dépenses soit le matériel d'expérimentation ; pour un montant de 40 250 €.

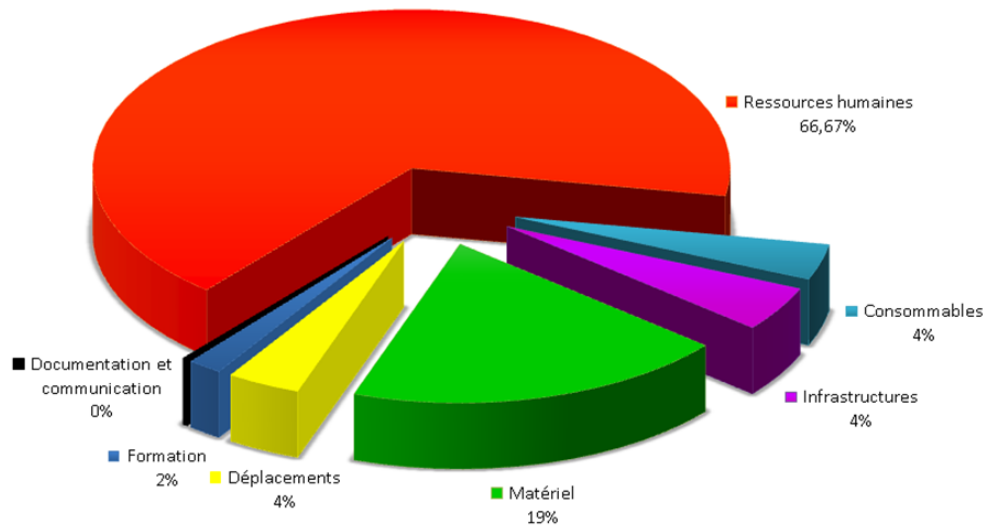


FIGURE A.4 – Ventilation du coût de ma thèse

Trois postes sont équivalents en volume (consommables, infrastructures et déplacements) pour un montant d'environ 8 000 € chacun.

Enfin, les formations suivies représentent deux pour cent du coût de ma thèse.

En ce qui concerne la source des financements elles sont au nombre de quatre :

- FUI (34,5 % soit 71 620 €)
- CNRS (26 % soit 54 120 €)
- EADS-Astrium (22 % soit 45 860 €)
- UJF (17,5 % soit 36 220 €)

Le FUI a principalement financé les salaires des ingénieurs, le matériel et mes déplacements. Le CNRS a lui financé la moitié de mon salaire et une partie du coût des infrastructures. EADS-Astrium a financé l'autre moitié de mon salaire et l'UJF a financé le salaire de mon directeur de thèse et l'autre partie du coût des infrastructures et les formations que j'ai suivi durant ma thèse.

A.3 Compétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles

A.3.0.4 Thèse

Ces trois années passées en thèse ont été ma première véritable expérience professionnelle. Elles m'ont bien évidemment permis de découvrir le métier de chercheur. Elles m'ont aussi permis de mener mon propre projet de recherche. Cette expérience est particulière et m'a permis d'acquérir des compétences dans la gestion de projet. Tout d'abord j'ai dû planifier mon travail, respecter des délais et m'intégrer dans une équipe. Ce qui m'a sans doute le plus apporté en termes de gestion de projet fut le fait d'encadrer un stagiaire de dernière école d'ingénieur durant 6 mois. Je me suis chargé de rédiger et diffuser l'annonce de stage, rencontrer les candidats et finalement des procédures administratives. Durant son stage j'ai travaillé avec lui sur l'amélioration du banc d'expérimentation. Nous avons dû interagir régulièrement aussi bien lorsqu'il fallait résoudre des problèmes que lorsque tout allait bien et qu'il suffisait de suivre et d'orienter son travail. Enfin j'ai dû relire et corriger son rapport et j'ai participé à son jury de stage. Cette expérience m'a beaucoup apporté car finalement j'ai dû gérer un projet où je n'étais pas seul.

Par ailleurs eu égard au fait que ma thèse faisait partie d'un projet en partenariat avec deux entreprises privées j'ai pu découvrir ce mode de financement de la recherche mais aussi les problèmes de valorisation de la recherche. Ce projet étant géré par l'entreprise Floralis (filiale de valorisation de l'UJF) j'ai pu découvrir ce genre d'entreprise ainsi que son fonctionnement. J'ai découvert les concepts de « Business Unit » et de « Spin off » qui permettent à des chercheurs de passer d'une idée à la création d'une entreprise afin de valoriser leur découverte. J'ai par ailleurs complété cette expérience par une formation à la création d'entreprise qui est organisée par la maison de l'entrepreneuriat.

Au point de vue technique j'ai acquis des compétences dans trois domaines qui m'étaient inconnus :

- l'instrumentation optique
- l'instrumentation pour l'astrophysique et le spatial
- la spectrométrie et plus particulièrement la spectrométrie de Fourier

Durant ma thèse j'ai dû travailler à la création et à l'amélioration d'un banc d'expérimentation. Ce banc est composé principalement de deux microscopes et de systèmes précis de positionnements. Afin d'effectuer ce travail j'ai dû me renseigner sur les méthodes de caractérisation optique et sur le matériel existant. Pour cela j'ai dû me renseigner auprès de personnes ayant cette compétence mais aussi analyser les informations présentes dans les catalogues de fournisseurs. J'ai rencontré à plusieurs reprises des commerciaux pour leur présenter mes besoins et enfin j'ai aussi découvert le

système de commande et de facturation.

Dans ma thèse j'ai dû faire une comparaison entre la technologie SWIFTS et les autres types d'instruments existants. Ce travail a consisté en un travail bibliographique qui m'a permis de découvrir plus en profondeur l'instrumentation pour l'astrophysique. D'autre part dans le cadre d'un contrat avec l'ESA, j'ai participé à la rédaction d'un rapport qui avait pour but de présenter SWIFTS et de faire une comparaison avec les systèmes actuels. Ainsi nous avons comparé les performances de plusieurs missions spatiales avec les performances que ces missions auraient eues si elles avaient utilisées la technologie SWIFTS. Ce travail m'a d'une part permis de découvrir un peu l'ESA et son mode de fonctionnement et d'autre part de découvrir l'instrumentation pour le spatial. J'ai de plus visité l'usine EADS-Astrium de Toulouse qui finance en partie ma thèse.

Enfin étant donné que mon sujet de thèse porte essentiellement sur la spectrométrie optique et plus particulièrement sur la spectrométrie de Fourier j'ai acquis une solide expérience dans ce domaine.

D'autre part mon travail ayant pris part dans un projet et donc de travail en équipe j'ai eu l'occasion de participer à de nombreuses réunions de travail. Lors de ces réunions j'ai dû présenter mon travail mais aussi participer à des discussions techniques lorsqu'un problème se posait.

A.3.0.5 À côtés

Durant ma thèse je me suis aussi beaucoup investi dans la vie de mon université. Etant donné que l'une des pistes que j'envisage pour la suite est de poursuivre ma carrière dans l'administration de la recherche je vais présenter dans ce paragraphe les compétences que j'ai acquises dans ce cadre.

Durant mon doctorat j'ai eu la chance d'être vice-président du CROUS de Grenoble et d'être élu successivement au conseil scientifique de l'UJF et au conseil d'administration de l'Université de Grenoble. Durant ces différents mandats j'ai entre autre participé :

- à la commission des finances de l'UJF (ce qui m'a permis d'acquérir une bonne connaissance de la LOLF et des règles financières des universités)
- à la commission d'appel d'offre du CROUS (ce qui m'a permis de découvrir les procédures de marchés publics)
- à la gestion du fonds de soutien aux initiatives étudiantes en présidant la commission d'attribution des subventions « Culture Action »
- à la procédure préalable de rénovation de restaurants et résidences universitaires (dans ce cadre j'ai notamment découvert les Contrats de Projet Etat Région et les Schémas directeurs d'aménagement)
- à la création du PRES Université de Grenoble et au suivi du plan

Emploi	Compétences techniques		Compétences Personnelles		Adéquation
	Requises	Acquises	Requises	Acquises	
Enseignant chercheur : Instrumentation pour l'astrophysique	<ul style="list-style-type: none"> - Expertise scientifique du domaine - Utilisation de logiciels de gestion documentaire - Méthodologie de recherche - Utilisation de logiciels de modélisation et simulation - Ingénierie pédagogique - Réglementation des diplômes et certifications - Anglais (oral et écrit) 	<ul style="list-style-type: none"> ++ + ++ + + + ++ 	<ul style="list-style-type: none"> - Créativité - Innovation - Capacité d'analyse - Ténacité - Capacité rédactionnelle - Travail en équipe - Capacité d'écoute - Pédagogie - Qualité relationnelle 	<ul style="list-style-type: none"> ++ ++ ++ + + ++ + + ++ 	Très bonne
Chargé de recherche dans le public : Instrumentation pour l'astrophysique	<ul style="list-style-type: none"> - Expertise scientifique du domaine - Utilisation de logiciels de gestion documentaire - Méthodologie de recherche - Utilisation de logiciels de modélisation et simulation - Langage de programmation informatique - Anglais (oral et écrit) 	<ul style="list-style-type: none"> ++ + ++ + + ++ 	<ul style="list-style-type: none"> - Créativité - Innovation - Capacité d'analyse - Ténacité - Capacité rédactionnelle - Travail en équipe 	<ul style="list-style-type: none"> ++ ++ ++ + + ++ + ++ 	Très bonne

TABLE A.1 – *Transférabilité de mes compétences - partie 1*

campus (dans ce cadre je me suis intéressé tout particulièrement à la législation de l'enseignement supérieur avec la loi sur la recherche de 2006, la LRU et encore plus particulièrement aux procédures d'habilitation à délivrer des diplômes)

Par ailleurs durant ma thèse j'ai donné des cours à l'IUT de mesure physiques. Ceci m'a permis de découvrir le domaine de la formation et de la transmission des connaissances.

A.3.0.6 Transférabilité

Bien évidemment toutes les compétences que j'ai acquises me seraient utiles dans le cadre d'une carrière de chercheur dans le public, et pour cause la thèse est finalement un apprentissage à la recherche. Néanmoins tant les compétences techniques que méthodologiques que j'ai pu acquérir durant ma thèse peuvent intéresser une entreprise privée soit pour un poste de

chercheur dans le privé soit dans le domaine de la valorisation.

Par ailleurs mes expériences de la représentation étudiante ont été très enrichissantes et m'ont permis de découvrir en profondeur le fonctionnement de l'administration publique. Avec une telle double-compétence (technique et administrative) il me paraît aussi envisageable d'intégrer l'administration de la recherche soit dans le public soit dans un grand groupe privé à haut potentiel d'innovation.

Les tableaux A.1 et A.2 font la comparaison entre les compétences requises pour quatres fonctions et les compétences que j'ai.

Emploi	Compétences techniques		Compétences Personnelles		Adéquation
	Requises	Acquises	Requises	Acquises	
Cadre administratif dans le domaine de l'enseignement supérieur et de la recherche	<ul style="list-style-type: none"> - Utilisation de logiciels de statistiques - Utilisation de système d'information et de communication - Droit public - Conduite de projet - Techniques de communication - Techniques de management 	<ul style="list-style-type: none"> ++ ++ - + + - 	<ul style="list-style-type: none"> - Travail en équipe - Capacité d'écoute - Qualité relationnelle - Capacité rédactionnelle - Capacité de synthèse et d'analyse 	<ul style="list-style-type: none"> ++ + ++ + + 	Bonne (nécessite quelques compléments de formations)
Ingénieur test et essai	<ul style="list-style-type: none"> - Bonnes Pratiques de Laboratoire - Réglementation en Hygiène, Sécurité, Environnement - Métrologie - Méthodes de résolution de problèmes - Techniques d'analyse - Techniques de management - Gestion budgétaire - Anglais (oral et écrit) 	<ul style="list-style-type: none"> + - ++ ++ + - + ++ 	<ul style="list-style-type: none"> - Travail en équipe - Capacité d'écoute - Qualité relationnelle - Capacité rédactionnelle - Capacité de synthèse et d'analyse - Rigueur 	<ul style="list-style-type: none"> ++ + ++ + + + 	Bonne (nécessite quelques compléments de formations)

TABLE A.2 – Transférabilité de mes compétences - partie 2

A.4 Résultats et impact de ma thèse

A.4.0.7 Pour les partenaires du projet et la communauté

Ma thèse a fait l'objet de plusieurs publications scientifiques (« proceedings » de conférences internationales). Ainsi, mon travail a permis

d'étudier la technologie SWIFTS et de démontrer ses avantages et inconvénients. SWIFTS étant une technologie nouvelle mes publications ont permis de faire connaître plus celle-ci. Elles ont aussi permis d'informer la communauté de l'évolution du projet. En effet, Etienne le Coarer avait écrit un article dans Nature Photonics qui présentait SWIFTS et les premiers résultats. Ce papier a permis de montrer les potentialités de la technologie SWIFTS mais laissait en suspens nombre de questions, ainsi la communauté était curieuse vis-à-vis de l'évolution du projet.

Pour les partenaires du projet l'impact le plus important est l'identification de problèmes à résoudre et la modélisation globale du SWIFTS permettant de développer un programme de réduction de données et d'analyse de celles-ci. L'autre impact important pour les partenaires a été le développement du banc d'expérimentation qui est indispensable pour la calibration des SWIFTS. En effet, la calibration est indispensable à la fabrication d'un démonstrateur fonctionnel et précis (but du projet SWIFTS 400-1000).

A.4.o.8 Pour moi-même

Une thèse est une expérience très forte. C'est une expérience que je trouve très enrichissante à plusieurs points de vue. Tout d'abord il s'agit d'un projet personnel qui laisse une très grande liberté au doctorant. Cette liberté m'a forcé à m'organiser dans mon travail.

Il s'agit aussi d'une première expérience professionnelle. Cette expérience professionnelle m'a permis de me confronter à ce monde qui jusque là m'était quasi étranger (hormis quelques jobs d'été et stages). Cette expérience professionnelle a une particularité celle de la grande liberté dans son travail et dans son emploi du temps. Cette grande liberté peut parfois être difficile à gérer.

Durant ma thèse j'ai aussi découvert la vie dans un laboratoire. Durant mes études j'ai été longtemps élu étudiant, ainsi je connaissais bien le fonctionnement des universités et des laboratoires mais je n'avais pas eu l'occasion de vivre au jour le jour dans un laboratoire. On y découvre une petite communauté qui interagit sur différents sujets.

Enfin, ma thèse m'a permis d'approfondir mes connaissances en astrophysique et en sciences. Les séminaires organisés au laboratoire permettent de découvrir tous les sujets de recherche du laboratoire.

A.5 Pistes professionnelles

Malgré une passion toujours intacte pour les sciences, je me pose des questions sur ma capacité de faire de la recherche le cœur de mon métier.

Dès le début de ma thèse j'ai imaginé la possibilité d'une « bifurcation » à l'issue de ma thèse. Mon activité extra-thèse dans la représentation étudiante m'a permis de découvrir un tout autre domaine qu'est l'administration de la recherche ainsi que la valorisation de la recherche. Ces deux domaines m'ont particulièrement plu c'est pourquoi je les identifie comme mes deux pistes professionnelles prioritaires.

A.5.0.9 Cadre administratif d'institution de recherche publique ou privée

Ma première piste professionnelle est dans l'administration d'institution de recherche publique ou privée. Cette possibilité m'est notamment ouverte grâce à mon expérience dans le domaine de la représentation étudiante et les compétences que j'ai pu acquérir par ce biais là. Néanmoins il me manque encore certaines compétences que je dois acquérir. Ainsi les compétences requises pour ce genre de poste sont :

- Utilisation de logiciels de statistiques
- Utilisation de système d'information et de communication
- Droit
- Conduite de projet
- Techniques de communication
- Méthodes d'enquête
- Techniques de management

Ainsi mes compétences en droit public, techniques de communication et technique de management restent à développer.

A.5.0.10 Chargé de projet

Une deuxième piste professionnelle peut être « chargé de projet » notamment dans le conseil aux entreprises en matière de valorisation de la recherche et d'aide au financement de la recherche privée. Dans ce genre d'emploi ma solide formation scientifique et les compétences annexes que j'ai pu acquérir peuvent être intéressantes pour une entreprise privée, notamment en ce qui concerne les relations entre établissements publics de recherche et entreprises privées. Néanmoins pour ce genre de postes il faut que je développe mes compétences en matière de propriété intellectuelle et de gestion des entreprises.

Conclusion du nouveau chapitre de thèse

En conclusion, cette thèse m'a apporté beaucoup de choses. Tout d'abord il s'agit de ma première expérience professionnelle et en tant que telle elle restera inoubliable. Mais en plus j'ai pu rencontrer beaucoup de personnes et voyager dans des pays où je n'étais encore jamais allé.

Enfin, cette thèse m'a non seulement permis de m'épanouir dans mon travail mais aussi dans ma vie privée. En effet, j'ai pu découvrir quantité de

choses et j'ai aussi eu le temps de me renseigner sur un ensemble de questions que je me posais. J'ai en outre pu participer à la vie de mon université et ainsi découvrir la vie citoyenne.

LA TRANSFORMÉE DE FOURIER COMPLEXE

B

B.1 Propriétés de base

Soit les fonctions intégrables $f(t)$, $g(t)$ et $h(t)$ et notons leurs transformées de Fourier respectives $\tilde{f}(\sigma)$, $\tilde{g}(\sigma)$ et $\tilde{h}(\sigma)$. La transformée de Fourier a les propriétés suivantes :

B.1.0.11 Linéarité

Si pour des nombres complexes a et b quelconques :

$$h(t) = a f(t) + b g(t)$$

alors :

$$\tilde{h}(\sigma) = a \tilde{f}(\sigma) + b \tilde{g}(\sigma)$$

B.1.0.12 Translation temporelle

Si pour un nombre réel t_0 quelconque :

$$h(t) = f(t - t_0)$$

alors :

$$\tilde{h}(\sigma) = e^{-2\pi i t_0 \sigma} \tilde{f}(\sigma)$$

B.1.0.13 Modulation dans le domaine temporel

Si pour un nombre réel σ_0 quelconque :

$$h(t) = e^{i\sigma_0 t} f(t)$$

alors :

$$\tilde{h}(\sigma) = \tilde{f}(\sigma - \sigma_0)$$

B.1.0.14 Contraction du domaine

Si pour un nombre réel a non nul :

$$h(x) = f(at)$$

alors :

$$\tilde{h}(\sigma) = \frac{1}{|a|} \tilde{f}\left(\frac{\sigma}{a}\right)$$

Le cas où $a = -1$ correspond à la propriété de réversibilité temporelle. En effet, si :

$$h(t) = f(-t)$$

alors :

$$\tilde{h}(\sigma) = \tilde{f}(-\sigma)$$

B.1.0.15 Convolution

Si :

$$h(t) = f(t) \times g(t)$$

alors :

$$\tilde{h}(\sigma) = \tilde{f}(\sigma) * \tilde{g}(\sigma)$$

B.1.0.16 Produit

Si :

$$h(t) = f(t) * g(t)$$

alors :

$$\tilde{h}(\sigma) = \tilde{f}(\sigma) \times \tilde{g}(\sigma)$$

B.1.0.17 Dérivé

Si :

$$h(t) = \frac{df(t)}{dt}$$

alors :

$$\tilde{h}(\sigma) = 2i\pi\sigma\tilde{f}(\sigma)$$

B.1.0.18 Symétrie

Si la fonction $h(t)$ est réelle et paire alors $\tilde{h}(\sigma)$ est réelle et paire.

Si la fonction $h(t)$ est réelle et impaire alors $\tilde{h}(\sigma)$ est imaginaire pure et impaire.

Si la fonction $h(t)$ est imaginaire pure et paire alors $\tilde{h}(\sigma)$ est imaginaire pure et paire.

Si la fonction $h(t)$ est imaginaire pure et impaire alors $\tilde{h}(\sigma)$ est réelle et impaire.

B.1.0.19 Théorème de Parseval

Le théorème de Parseval, aussi connu sous d'identité de Rayleigh, indique que la puissance totale d'un signal est la même dans l'espace temporel et dans l'espace fréquentiel.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{h}(\sigma)|^2 d\sigma$$

B.2 Transformées de Fourier usuelles

Fonction unité	
1	$\delta(\sigma)$
Distribution de Dirac	
$\delta(t)$	1
Peigne de Dirac	
$\text{III}(T, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - nT)$	$\frac{1}{T} \text{III}\left(\frac{1}{T}, \sigma\right) = \frac{1}{T} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta\left(\sigma - \frac{k}{T}\right)$
Peigne de fonction	
$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(t - nT) = \text{III}(T, t) * f(t)$	$\frac{1}{T} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \tilde{f}\left(\sigma - \frac{k}{T}\right) = \frac{\tilde{f}(\sigma)}{T} \text{III}\left(\frac{1}{T}, \sigma\right)$
Exponentielle complexe	
$e^{2\pi i a t}$	$\delta(\sigma - a)$

Fonction cosinus	
$\cos(2\pi at)$	$\frac{\delta(\sigma - a) + \delta(\sigma + a)}{2}$
Fonction sinus	
$\sin(2\pi at)$	$i \frac{\delta(\sigma - a) - \delta(\sigma + a)}{2}$
Fonction gaussienne	
e^{-at^2}	$\sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{-\pi^2 \sigma^2 / a}$
Fonction porte	
$\Pi(at)$	$\frac{1}{ a } \text{sinc}\left(\frac{\pi\sigma}{a}\right)$
Fonction sinus cardinal	
$\text{sinc}(at)$	$\frac{1}{ a } \Pi\left(\frac{\pi\sigma}{a}\right)$
Fonction triangle	
$\wedge(ax)$	$\frac{1}{a^2} \text{sinc}\left(\frac{\pi\sigma}{a}\right)^2$
Bruit blanc	
Un bruit blanc est un signal aléatoire dont l'autocorrelation est un pic de Dirac centré sur zéro	La transformée de Fourier d'un bruit blanc est en fait aussi un bruit blanc.

CALCULS DANS LE CAS LIPPMANN

C

C.1 Expression de la figure d'interférences

Dans le cas d'un SWIFTS Lippmann on dépose un miroir en bout de guide. Pour obtenir l'équation de l'interférogramme il suffit de remplacer E_d par la formule suivante :

$$E_d(i, t) = - (1 - \eta)^{N-i/2} A_g e^{j(\omega t - k(2L-x))} \quad (\text{C.1})$$

ce qui nous donne finalement la figure d'interférence suivante :

$$I(i) = A_g^2 (1 - \eta)^i + A_g^2 (1 - \eta)^{2N-i} - 2A_d A_g (1 - \eta)^N \cos(k(2(x_1 + i\Delta x) - L) + \phi_d - \phi_g) \quad (\text{C.2})$$

C.2 Caractéristiques idéales

L'intensité mesurée valant quant à elle $I_{mes} = \eta I$, le contraste des interférences mesurées est donc égal à :

$$C(\eta) = 2A_g \eta (1 - \eta)^N \quad (\text{C.3})$$

On a donc :

$$\begin{aligned} \left. \frac{dC(\eta)}{d\eta} \right|_{\eta_o} &= 0 \\ (1 - \eta_o)^N &= \eta_o (1 - \eta_o)^{N-1} \\ \eta_o &= \frac{1}{N+1} \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

CONSERVATION DE L'ÉNERGIE LORS DE LA DIFFUSION D'UNE ONDE

On considère un guide avec un point diffusant infiniment petit situé sur un guide d'onde. Lorsqu'une onde se propage dans ce guide le point diffusant extrait de l'énergie du guide et la diffuse de manière isotrope. Ce point diffusant est caractérisé par un pouvoir de diffusion défini comme suit :

$$\eta = \frac{n_e E_d^2}{n_g E_i^2} \quad (\text{D.1})$$

où E_d est l'onde diffusée, E_i l'onde incidente, n_e l'indice du milieu extérieur et n_g l'indice du guide. Dans le cas où le guide est illuminé par deux ondes identiques contra-propagatives, alors les puissances se propageant vers la droite et vers la gauche de part et d'autre du point diffusant sont identiques et ont l'équation la suivante :

$$E_g = |r + t|^2 e_i^2 \quad (\text{D.2})$$

où r est le coefficient complexe de réflexion et t le coefficient complexe de transmission. La conservation de l'énergie s'écrit donc :

$$n_e E_d^2 + n_g E_g^2 + n_d E_d^2 = 2n_d E_i^2 \quad (\text{D.3})$$

On a donc :

$$\begin{aligned} |r + t|^2 + 2|\eta|^2 &= 1 \\ |r|^2 + |t|^2 + 2|r||t| \cos \Delta\phi + 2|\eta|^2 &= 1 \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

où $\Delta\phi$ est le déphasage entre le coefficient de réflexion et de transmission. En notant $|\eta|^2 = 1 - |r|^2 - |t|^2$ on obtient finalement que :

$$\begin{aligned} |\eta|^2 &= 1 - |r|^2 - |t|^2 \\ |\eta|^2 &= -2|r||t| \cos \Delta\phi \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

Il faut donc que $\Delta\phi$ soit compris entre $\pi/2$ et $3\pi/2$ pour que l'équation soit valable.

RELATIONS DE PASSAGES ENTRE LES MATRICES S ET T ASSOCIÉES

Dans cette annexe nous présentons les détails des calculs permettant de passer d'une matrice S à une matrice T et d'une matrice T à une matrice S.

Passage d'une matrice S à une matrice T

Soit la matrice S suivante :

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} \quad (\text{E.1})$$

représentant le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} S_1 = S_{11}E_1 + S_{12}E_2 + S_{13}E_3 \\ S_2 = S_{21}E_1 + S_{22}E_2 + S_{23}E_3 \\ S_3 = S_{31}E_1 + S_{32}E_2 + S_{33}E_3 \end{cases} \quad (\text{E.2})$$

que l'on veut mettre sous la forme suivante :

$$\begin{cases} S_2 = T_{11}E_1 + T_{12}S_1 + T_{13}E_3 \\ E_2 = T_{21}E_1 + T_{22}S_1 + T_{23}E_3 \\ S_3 = T_{31}E_1 + T_{32}S_1 + T_{33}E_3 \end{cases} \quad (\text{E.3})$$

où les T_{ij} sont les éléments de la matrice T.

Si S_{12} n'est pas nul alors le système d'équation E.2 peut se ré-écrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} S_2 = T_{11}E_1 + T_{12}S_1 + T_{13}E_3 \\ E_2 = -\frac{S_{11}}{S_{12}}E_1 + \frac{1}{S_{12}}S_1 - \frac{S_{13}}{S_{12}}E_3 \\ S_3 = T_{31}E_1 + T_{32}S_1 + T_{33}E_3 \end{cases} \quad (\text{E.4})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_2 = \left(S_{21} - \frac{S_{22}S_{11}}{S_{12}} \right) E_1 + \frac{S_{22}}{S_{12}} S_1 + \left(S_{23} - \frac{S_{22}S_{13}}{S_{12}} \right) E_3 \\ E_2 = -\frac{S_{11}}{S_{12}} E_1 + \frac{1}{S_{12}} S_1 - \frac{S_{13}}{S_{12}} E_3 \\ S_3 = \left(S_{31} - \frac{S_{32}S_{11}}{S_{12}} \right) E_1 + \frac{S_{32}}{S_{12}} S_1 + \left(S_{33} - \frac{S_{32}S_{13}}{S_{12}} \right) E_3 \end{array} \right. \quad (\text{E.5})$$

Ainsi la matrice T associée vaut :

$$T = \begin{pmatrix} S_{21} - \frac{S_{22}S_{11}}{S_{12}} & \frac{S_{22}}{S_{12}} & S_{23} - \frac{S_{22}S_{13}}{S_{12}} \\ -\frac{S_{11}}{S_{12}} & \frac{1}{S_{12}} & -\frac{S_{13}}{S_{12}} \\ S_{31} - \frac{S_{32}S_{11}}{S_{12}} & \frac{S_{32}}{S_{12}} & S_{33} - \frac{S_{32}S_{13}}{S_{12}} \end{pmatrix} \quad (\text{E.6})$$

Passage d'une matrice T à une matrice S

De la même manière que précédemment on montre que la matrice S associée à une matrice T quelconque vaut :

$$S = \begin{pmatrix} -\frac{T_{21}}{T_{22}} & \frac{1}{T_{22}} & -\frac{T_{23}}{T_{22}} \\ T_{11} - \frac{T_{12}T_{21}}{T_{22}} & \frac{T_{12}}{T_{22}} & T_{13} - \frac{T_{12}T_{23}}{T_{22}} \\ T_{31} - \frac{T_{32}T_{21}}{T_{22}} & \frac{T_{32}}{T_{22}} & T_{33} - \frac{T_{32}T_{23}}{T_{22}} \end{pmatrix} \quad (\text{E.7})$$

CALCUL DES MATRICES S ET T TOTALES

Dans cette annexe nous présentons les détails des calculs des matrices S et T totale dans le cas d'un SWIFTS idéal. Dans ce cas de figure les matrices T des plots sont toutes les mêmes et ont l'expression suivante :

$$T = \begin{pmatrix} t - \frac{r^2}{t} & \frac{r}{t} \\ -\frac{r}{t} & \frac{1}{t} \end{pmatrix} \quad (\text{F.1})$$

F.1 Calcul de la matrice T totale

Polynôme caractéristique

Le polynôme caractéristique d'une matrice M correspond au déterminant de la matrice suivante :

$$M' = M - I\lambda \quad (\text{F.2})$$

où I est la matrice identité. Dans notre cas ce polynôme vaut :

$$\begin{aligned} P(\lambda) &= \left(t - \frac{r^2}{t} - \lambda\right) \left(\frac{1}{t} - \lambda\right) + \frac{r^2}{t^2} \\ &= \lambda^2 - \left(t - \frac{r^2}{t} + \frac{1}{t}\right) \lambda + 1 \end{aligned} \quad (\text{F.3})$$

Valeurs propres

Les valeurs propres d'une matrice M sont les valeurs de λ annulant le polynôme caractéristique. Dans le cas de notre polynôme d'ordre 2 les valeurs sont :

$$\lambda_1 = \frac{t^2 - r^2 + 1 + \sqrt{(t^2 - r^2 + 1)^2 - 4t^2}}{2t}$$

et

$$\lambda_2 = \frac{t^2 - r^2 + 1 - \sqrt{(t^2 - r^2 + 1)^2 - 4t^2}}{2t} \quad (\text{F.4})$$

On peut remarquer que $\lambda_1 \lambda_2 = 1$, on donc peut noter que : $\lambda_1 = \lambda$ et $\lambda_2 = \lambda^{-1}$.

Vecteurs propres

Les vecteurs propres s'obtiennent en calculant les solutions du système suivant :

$$\begin{pmatrix} M_{11} - \lambda & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} - \lambda^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{F.5})$$

Ainsi les deux vecteurs propres sont :

$$X = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{r^2 + 1 - t^2 + \sqrt{(t^2 - r^2 + 1)^2 - 4t^2}}{2r} \end{pmatrix} \quad (\text{F.6})$$

$$X' = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{r^2 + 1 - t^2 - \sqrt{(t^2 - r^2 + 1)^2 - 4t^2}}{2r} \end{pmatrix} \quad (\text{F.7})$$

Matrice de passage

La matrice de passage P s'obtient en assemblant les deux vecteurs X et X' . Dans notre cas la matrice P vaut donc :

$$P = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{r^2 + 1 - t^2 + \sqrt{\square}}{2r} & \frac{r^2 + 1 - t^2 - \sqrt{\square}}{2r} \end{pmatrix} \quad (\text{F.8})$$

où $\sqrt{\square}$ vaut $\sqrt{(t^2 - r^2 + 1)^2 - 4t^2}$. On peut calculer que P^{-1} vaut :

$$P^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{-(r^2 + 1 - t^2) + \sqrt{\square}}{2\sqrt{\square}} & \frac{r}{\sqrt{\square}} \\ \frac{r^2 + 1 - t^2 + \sqrt{\square}}{2\sqrt{\square}} & -\frac{r}{\sqrt{\square}} \end{pmatrix} \quad (\text{F.9})$$

où $\sqrt{\square}$ vaut aussi $\sqrt{(t^2 - r^2 + 1)^2 - 4t^2}$.

Finalement, la matrice T vaut :

$$T = PDP^{-1} \quad (\text{F.10})$$

où D est la matrice diagonale associée à la matrice T , la matrice D vallant :

$$D = \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & \lambda^{-1} \end{pmatrix} \quad (\text{F.11})$$

Puissance $k^{\text{ième}}$ de la matrice T

$$T_{tot} = T^k = PD^kP^{-1} \quad (\text{F.12})$$

où D est la version diagonalisée de la matrice T . Ce qui nous donne :

$$T_{tot} = \begin{pmatrix} \frac{\lambda^k(-\Delta + \sqrt{\square}) + \lambda^{-k}(\Delta + \sqrt{\square})}{2\sqrt{\square}} & \frac{(\lambda^k - \lambda^{-k})r}{\sqrt{\square}} \\ -\frac{(\lambda^k - \lambda^{-k})r}{\sqrt{\square}} & \frac{\lambda^k(\Delta + \sqrt{\square}) - \lambda^{-k}(\Delta - \sqrt{\square})}{2\sqrt{\square}} \end{pmatrix} \quad (\text{F.13})$$

où $\Delta = r^2 + 1 - t^2$ et $\sqrt{\square} = \sqrt{(t^2 - r^2 + 1)^2 - 4t^2}$.

On peut remarquer que :

$$\begin{aligned} \Delta + \sqrt{\square} &= 2(1 - t\lambda^{-1}) \\ \Delta - \sqrt{\square} &= 2(1 - t\lambda) \\ \sqrt{\square} &= t(\lambda - \lambda^{-1}) \end{aligned} \quad (\text{F.14})$$

La matrice T totale peut donc s'écrire :

$$T_{tot} = \frac{1}{\lambda - \lambda^{-1}} \times \begin{pmatrix} \lambda^k(\lambda - t^{-1}) - \lambda^{-k}(\lambda^{-1} - t^{-1}) & \frac{r}{t}(\lambda^k - \lambda^{-k}) \\ -\frac{r}{t}(\lambda^k - \lambda^{-k}) & -\lambda^k(\lambda^{-1} - t^{-1}) + \lambda^{-k}(\lambda - t^{-1}) \end{pmatrix} \quad (\text{F.15})$$

F.2 Calcul de la matrice S totale

En utilisant l'équation E.7 on peut aisément obtenir l'expression de la matrice S totale :

$$S_{tot} = \frac{1}{\lambda^k(\Delta + \sqrt{\square}) - \lambda^{-k}(\Delta - \sqrt{\square})} \begin{pmatrix} 2r(\lambda^k - \lambda^{-k}) & 2\sqrt{\square} \\ 2\sqrt{\square} & 2r(\lambda^k - \lambda^{-k}) \end{pmatrix} \quad (\text{F.16})$$

En utilisant les mêmes relations que précédemment (cf. F.14) on obtient :

$$S_{tot} = -\frac{1}{\lambda^k(\lambda^{-1} - t^{-1}) - \lambda^{-k}(\lambda - t^{-1})} \begin{pmatrix} \frac{r}{t}(\lambda^k - \lambda^{-k}) & \lambda - \lambda^{-1} \\ \lambda - \lambda^{-1} & \frac{r}{t}(\lambda^k - \lambda^{-k}) \end{pmatrix} \quad (\text{F.17})$$

PUBLICATIONS

« Proceedings » de conférences internationales

E. le Coarer, L. G. Venancio, P. Kern, **J. Ferrand**, P. Puget, M. Ayraud, C. Bonneville, B. Demonte, A. Morand, J. Boussey, D. Barbier, S. Blaize et T. Gonthiez. SWIFTS : On-Chip very high Spectral Resolution Spectrometer. *International Conference on Space Optics (ICSO)*, 2010.

J. Ferrand, G. Custillon, G. Leblond, F. Thomas, T. Moulin, E. le Coarer, A. Morand, S. Blaize, T. Gonthiez et P. Benech. Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer (SWIFTS) *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7604 p.760414, 2010.
<http://link.aip.org/link/?PSI/7604/760414/1>

J. Ferrand, G. Custillon, P. Benech, A. Morand et E. le Coarer. Calibration and Data Reduction of a Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer (SWIFTS) *Optical Society of America (OSA) Fourier transform spectroscopy conference*, p.JTuB9, 2009.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=FTS-2009-JTuB9>

J. Ferrand, G. Custillon, S. Kochtcheev, S. Blaize, A. Morand, G. Leblond, P. Benech, P. Royer, P. Kern, et Le Coarer, E. A SWIFTS operating in visible and near-infrared. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7010 p.701046, 2008.
<http://dx.doi.org/10.1117/12.788913>

Rapport

E. le Coarer, **J. Ferrand**, P. Puget, M. Ayraud, B. Demonte, C. Bonneville et T. Gonthiez. Technical assesment of SWIFTS technology - Applications to space missions and study of instrument design concepts. *European Space Agency (ESA) Internal report*, 2009.

Seminaires

J. Ferrand. Présentation des expérimentations sur SWIFTS. *Cours du collège de France à Grenoble par Antoine Labeyrie*, avril 2010.

J. Ferrand. Présentation de SWIFTS et de ces applications possibles dans le spatial. *CCT CNES, Toulouse*, décembre 2009.

E. le Coarer, **J. Ferrand.** Présentation de SWIFTS (Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer). *NRC-CNRC, Victoria*, avril 2009

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D. Goldman, P. White, et N. Anheier. Miniaturized spectrometer employing planar waveguides and grating couplers for chemical analysis. *Applied Optics*, 29(31) p.4583–4589, 1990.
<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-29-31-4583>.
Cité page 8.
- [2] J. Mohr, B. Anderer, et W. Ehrfeld. Fabrication of a planar grating spectrograph by deep-etch lithography with synchrotron radiation. *Sensors and Actuators A : Physical*, 27 p.571–575, 1991.
[http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247\(91\)87053-6](http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247(91)87053-6).
Cité page 8.
- [3] D. Sander et J. Müller. Self focussing phase transmission grating for an integrated optical microspectrometer. *Sensors and Actuators A : Physical*.
Cité page 8.
- [4] Y. Avrutsky, I. Salakhutdinov, et G. Auner. Optical micro-spectrometer with sub-nanometer resolution. *NSTI-Nanotech*, 3 p.328–331, 2006.
<http://www.ece.eng.wayne.edu/~avrutsky/Publications/PDFs/NanoTech2006.pdf>.
Cité page 8.
- [5] Semen Grabarnik, Reinoud Wolffenbuttel, Arwin Emadi, Mikhail Loktev, Elena Sokolova, et Gleb Vdovin. Planar double-grating microspectrometer. *Opt. Express*, 15(6) p.3581–3588, 2007.
<http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-15-6-3581>.
Cité page 8.
- [6] A. Brandenburg et R. Henninger. Integrated optical young interferometer. *Applied Optics*, 33(25) p.5941–5947, 1994.
<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-33-25-5941>.
Cité page 8.
- [7] M. Froggat et T. Erdogan. All-fiber wavemeter and fourier-transform spectrometer. *Opt. Lett.*, 24(14) p.942–944, 1999.
<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-24-14-942>.
Cité page 8.
- [8] S. Rommeluere, N. Guerineau, J. Deschamps, E. de Borniol, A. Million, J.-P. Chamonal, et G. Destefanis. Microspectrometer on a chip (microspoc) : first demonstration on a 320x240 lwir hgcdte focal plane array.

- Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 5406 p.170–177, 2004.
<http://dx.doi.org/10.1117/12.542040>.
Cité page 8.
- [9] Omar Manzardo, Roland Michaely, Felix Schädelin, Wilfried Noell, Thomas Overstolz, Nico De Rooij, et Hans Peter Herzig. Miniature lamellar grating interferometer based on silicon technology. *Optics Letters*, 29(13) p.1437–1439, 2004.
<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-29-13-1437>.
Cité page 8.
- [10] U. Wallrabe, C. Solf, J. Mohr, et J. Korvink. Miniaturized fourier transform spectrometer for the near infrared wavelength regime incorporating an electromagnetic linear actuator. *Sensors and Actuators A : Physical*, 123-124 p.459 – 467, 2005.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2005.05.014>. Eurosensors XVIII 2004 - The 18th European conference on Solid-State Transducers.
Cité page 8.
- [11] P. Cheben, I. Powell, S. Janz, et D.-X. Xu. Wavelength-dispersive device based on a fourier-transform michelson-type arrayed waveguide grating. *Optics Letters*, 30(14) p.1824–1826, 2005.
<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-30-14-1824>.
Cité page 8.
- [12] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Grosa, P. Kern, L. Jocou, et E. le Coarer. Realization of the compact static fourier transform spectrometer built in glass integrated optics. *Optics Letters*, 34(15) p.2291–2293, 2009.
<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-34-15-2291>.
Cité page 8.
- [13] B. Martin. *Thèse de doctorat - Étude et réalisation d'un spectromètre compact en optique intégrée sur verre*. Institut Polytechnique de Grenoble, 2009.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00392702/en/>.
Cité pages 8 et 123.
- [14] G. Custillon. *Thèse de doctorat - Étude et réalisation d'un spectromètre compact en optique intégrée sur verre*. Université de Grenoble, 2010.
Cité pages 8, 96, 130 et 131.
- [15] O. Wiener. Stehende lichtwellen und die schwingungsrichtung polarisierten lichtes (ondes stationnaires de lumière et orientation de la vibration dans la lumière polarisée). *Wiedemanns Annalen der Physik und Chemie*, XL p.203, 1890.
Cité pages 16 et 48.
- [16] R. Salvador Bloch. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 10(1) p.40–44, 1891.
<http://hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/23/95/59/>

- PDF/ajp-jphystap_1891_10_40_1.pdf.
Cité page 16.
- [17] G. Chartier. *Manuel d'optique*. Hermes, 1997. ISBN 2-86601-634-3.
Cité pages 16, 52, 53 et 54.
- [18] M. Born et E. Wolf. *Principles of Optics 6th edition*. Cambridge University Press, 1997. ISBN 978-0521639217.
Cité page 19.
- [19] P. Fellgett. A propos de la théorie du spectromètre interférentiel multiplex. *Journal de Physique et le Radium*, 19(3) p.5, 1958.
http://hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/23/57/99/PDF/ajp-jphysrad_1958_19_3_187_0.pdf.
Cité pages 19, 23 et 25.
- [20] J. Connes. Domaine d'utilisation de la méthode par transformée de fourier. *Journal de Physique et le Radium*, 19(3) p.12, 1958.
http://hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/23/58/01/PDF/ajp-jphysrad_1958_19_3_197_0.pdf.
Cité pages 19, 23 et 45.
- [21] J. Goodman. *Introduction to Fourier Optics; 3rd edition*. Roberts and Company Publishers, 2004. ISBN 978-0974707723.
Cité page 19.
- [22] R.J. Bell. *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*. Academic Press, 1972. ISBN 978-0120851508.
Cité page 19.
- [23] P. Jacquinot. Caractères communs aux nouvelles méthodes de spectroscopie interférentielle; facteur de mérite. *Journal de Physique et le Radium*, 19(3) p.7, 1958.
http://hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/23/58/20/PDF/ajp-jphysrad_1958_19_3_223_0.pdf.
Cité page 22.
- [24] H. Fizeau. Prix bordin, rapport sur le concours de 1867. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 66 p.932-934.
<http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k30232.r=.langFR>.
Cité page 25.
- [25] A. Michelson et F. Pease. Measurement of the diameter of alpha orionis with the interferometer. contributions from the mount wilson observatory. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, (203) .
Cité page 26.
- [26] M. Johnson, A. Betz, et C. Townes. Results from the 5.5 meter infrared stellar interferometer. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 6 p.450, 1974.

[http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1974BAAS....6..450J&link_type=ARTICLE&db_key=AST&high=.](http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1974BAAS....6..450J&link_type=ARTICLE&db_key=AST&high=)

Cité page 26.

- [27] A. Labeyrie. Interference fringes obtained on vega with two optical telescopes. *Astrophysical Journal*, 196 p.L71–L75, 1975.

[http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1975ApJ...196L..71L&link_type=ARTICLE&db_key=AST&high=.](http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1975ApJ...196L..71L&link_type=ARTICLE&db_key=AST&high=)

Cité page 26.

- [28] D. Joyeux, N. de Oliveira, D. Phalippou, J.C. Rodier, M. Vervloet, F. Polack, et L. Nahon. Un spectromètre par transformation de fourier sans lame séparatrice, pour le vuv-xuv. principes, réalisation, et premiers résultats. *Journal de Physique IV France*, 127 p.77–85, 2005.

[http://dx.doi.org/10.1051/jp4:2005127012.](http://dx.doi.org/10.1051/jp4:2005127012)

Cité page 26.

- [29] P. Kern, E. le Coarer, et P. Benech. On-chip spectro-detection for fully integrated coherent beam combiners. *Opt. Express*, 17(3) p.1976–1987, 2009.

[http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-17-3-1976.](http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-17-3-1976)

Cité page 26.

- [30] C.E. Shannon. Communication in the presence of noise. *Proceedings of the IRE*, 37(1) p.10–21, 1949.

[http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1697831.](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1697831)

Cité page 34.

- [31] J. Connes. Recherche sur la spectroscopie par transformation de fourier. *Revue d'optique*, 40(2–5) p.45–79, 116–140, 171–190, 231–265, 1961.

Cité page 40.

- [32] M. Forman, H. Steel, et G. Vanesse. Correction of asymmetric interferograms obtained in fourier spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America*, 56(1) p.59–61, 1966.

[http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-56-1-59.](http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-56-1-59)

Cité page 40.

- [33] A. Zachor. Drive nonlinearities : their effects in fourier spectroscopy. *Applied Optics*, 16(5) p.1412–1424, 1977.

[http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-16-5-1412.](http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-16-5-1412)

Cité page 40.

- [34] J. Kauppinen, T. Kärkköinen, et E. Kyrö. Correcting errors in the optical path difference in fourier spectroscopy : a new accurate method. *Applied Optics*, 17(10) p.1587–1594, 1978.

<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-17-10-1587>.

Cité page 40.

- [35] F. Forni et F. Mencaraglia B. Carli. Phase error correction in ft spectroscopy of spectra with positive and negative intensities. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 3 p.529–540, 1982.

<http://dx.doi.org/10.1007/BF01007047>.

Cité page 40.

- [36] J. Keiner, S. Kunis, et D. Potts. Using nfft 3 – a software library for various nonequispaced fast fourier transforms. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 36(4) p.1–30, 2009.

<http://doi.acm.org/10.1145/1555386.1555388>.

Cité pages 41 et 81.

- [37] R.H. Norton et R. Beer. New apodizing functions for fourier spectrometry. *Journal of the Optical Society of America*, 66(3) p.259–264, 1976.

<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-66-3-259>.

Cité page 45.

- [38] V.A. Vagin. Optimal apodization in fourier spectrometry. *Optics and Spectroscopy*, 48 p.190–193, 1980.

<http://adsabs.harvard.edu/abs/1980OptSp..48..190V>.

Cité page 45.

- [39] V.A. Vagin. Quasi-optimal apodization in fourier spectroscopy. *Optics and Spectroscopy*, 54 p.209–212, 1983.

<http://adsabs.harvard.edu/abs/1983OptSp..54..209V>.

Cité page 45.

- [40] D. Naylor et M. Tahic. Apodizing functions for fourier transform spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America*, 24(11) p.3644–3648, 2007.

<http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-24-11-3644>.

Cité page 45.

- [41] G. Lippmann. La photographie des couleurs. *Comptes rendus de l'académie des sciences (Paris)*, 112 p.274–275, 1891.

<http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3068q.r=.langFR>.

Cité pages 48 et 51.

- [42] G. Lippmann. Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées, par la méthode interférentielle. *Comptes rendus de l'académie des sciences (Paris)*, 118 p.92–102, 1894.

<http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3074r.r=.langFR>.

Cité pages 48 et 49.

- [43] L. Lindegren et D. Dravins. Holography at the telescope - an interferometric method for recording stellar spectra in thick photographic emulsions. *Astronomy and Astrophysics*, 67 p.241–255, 1978.
Cité page 49.
- [44] P. Connes et E. le Coarer. 3d spectroscopy : The historical and logical viewpoints. *IAU Colloquium 149 : Tridimensional Optical Spectroscopic Methods in Astrophysics*, 71 p.38–49, 1995.
http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1995ASPC...71...38C&link_type=ARTICLE&db_key=AST&high=.
Cité pages 49 et 67.
- [45] E. le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léron del, G. Leblond, P. Kern, J. M. Fedeli, et P. Royer. Wavelength-scale stationary-wave integrated fourier-transform spectrometry. *Nature Photonics*, 1 p.473–478, 2007.
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=2007NaPho...1..473L&link_type=PREPRINT&db_key=PHY.
Cité pages 49 et 125.
- [46] E. le Coarer et P. Benech. Interferential spectroscopy detector and camera, Brevet WO2006064134, 2006.
<http://v3.espacenet.com/publicationDetails/biblio?CC=WO&NR=2006064134&KC=&FT=E>.
Cité page 49.
- [47] E. le Coarer, P. Benech, P. Kern, G. Lerondel, S. Blaize, et A. Morand. Spectrographie à onde contra-propagative, Brevet FR2889587, 2007.
<http://v3.espacenet.com/publicationDetails/biblio?CC=FR&NR=2889587&KC=&FT=E>.
Cité page 49.
- [48] M. Sasaki, X. Mi, et K. Hane. Standing wave detection and interferometer application using a photodiode thinner than optical wavelength. *Applied Physics Letters*, 75(14) p.2008–2010, 1999.
http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=4901831.
Cité page 49.
- [49] D. Knipp, H. Stiebig, S. Bhalotra, E. Bunte, H. L. Kung, et D. A. B. Miller. Silicon-based micro-fourier spectrometer. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 52 p.419–426, 2005.
http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=2005ITED...52..419K&link_type=EJOURNAL&db_key=PHY&high=.
Cité page 49.
- [50] P. Feautrier, E. le Coarer, R. Espiau de Lamaestre, P. Cavalier, L. Maingault, J.-C. Villégier, L. Frey, J. Claudon, N. Bergeard, M. Tarkhov, et J.-P.

- Poizat. High-speed superconducting single photon detectors for innovative astronomical applications. *Journal of Physics : Conference Series*, 97(1) p.012087, 2008.
<http://stacks.iop.org/1742-6596/97/i=1/a=012087>.
Cité page 59.
- [51] E. le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léron del, G. Leblond, P. Kern, J. M. Fedeli, et P. Royer. Supplemental information for wavelength-scale stationary-wave integrated fourier-transform spectrometry. *Nature Photonics*, 1 p.473-478, 2007.
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=2007NaPho...1..473L&link_type=PREPRINT&db_key=PHY.
Cité page 67.
- [52] R. S. Booth, J. W. Brault, et A. Labeyrie. *High resolution in astronomy. Proceedings of the 15th Advanced Course of the Swiss Society of Astrophysics and Astronomy*. Versoix-Sauverny, Switzerland : Geneva Observatory, 1985.
<http://trove.nla.gov.au/work/31937130>.
Cité page 79.
- [53] A. Dutt et V. Rokhlin. Fast fourier transforms for nonequispaced data, ii. *Applied and Computational Harmonic Analysis*, 2(1) p.85 - 100, 1995.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6WB3-45NHXV4-S/2/6f75c206106d9d98158d26886992bf55>.
Cité page 81.
- [54] G. Beylkin. On the fast fourier transform of functions with singularities. *Applied and Computational Harmonic Analysis*, 2(4) p.363 - 381, 1995.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6WB3-45NHXVJ-X/2/7f209434db3d11e74dd953c042f31248>.
Cité page 81.
- [55] G. Steidl. A note on fast fourier transforms for nonequispaced grids. *Advances in Computational Mathematics*, 9 p.337-352, 1998.
<http://dx.doi.org/10.1023/A:1018901926283>.
Cité page 81.
- [56] A. Ware. Fast approximate fourier transforms for irregularly spaced data. *SIAM Review*, 40(4) p.838-856, 1998.
<http://www.jstor.org/stable/2653033>.
Cité page 81.
- [57] J.A. Fessler et B.P. Sutton. Nonuniform fast fourier transforms using min-max interpolation. *Signal Processing, IEEE Transactions on*, 51(2) p.560 - 574, 2003.
<http://dx.doi.org/10.1109/TSP.2002.807005>.
Cité page 81.

- [58] L. Greengard et J. Lee J. Accelerating the nonuniform fast fourier transform. *SIAM Review*, 46(3) p.443 – 454, 2004.
Cité page 81.
- [59] C. Cenker, H.G. Feichtinger, et M. Herrmann. Iterative algorithms in irregular sampling : a first comparison of methods. *Computers and Communications, 1991. Conference Proceedings., Tenth Annual International Phoenix Conference on*, p. 483 –489, 1991.
http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=113853.
Cité page 82.
- [60] P. Babu et P. Stoica. Spectral analysis of nonuniformly sampled data - a review. *Digital Signal Processing*, 20(2) p.359 – 378, 2010.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6WDJ-4WNB530-3/2/6256023ce6ef8671d68262bf3fc23069>.
Cité page 82.
- [61] Y. Kane. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3) p.302–307, 1966.
http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1138693.
Cité pages 93 et 94.
- [62] H. Apithy, Y. Bouslimaniet, et H. Hamam. Simulation methods in optical propagation. *Canadian Journal of Electrical and Computer Engineering*, 30(1) p.39–48, 2005.
http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1532605.
Cité page 94.
- [63] M. D. Feit et J. Fleck. Light propagation in graded-index optical fibers. *Applied Optics*, 17(24) p.3990–3998, 1978.
<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-17-24-3990>.
Cité page 94.
- [64] G. Ronald Hadley. Wide-angle beam propagation using padé approximant operators. *Optics Letters*, 17(20) p.1426–1428, 1992.
<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-17-20-1426>.
Cité page 95.
- [65] M. Neviere, M. Cadilhac, et R. Petit. Applications of conformal mappings to the diffraction of electromagnetic waves by a grating. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 21(1) p.37 – 46, 1973.
http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1140416&tag=1.
Cité page 95.
- [66] K. Knop. Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves. *Journal of Optical Society of America*,

- 68(9) p.1206–1210, 1978.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-68-9-1206>.
Cité page 95.
- [67] M.G. Moharam et T.K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *Journal of Optical Society of America*, 71(7) p.811–818, 1981.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-71-7-811>.
Cité page 95.
- [68] P. Lalanne et G. Morris. Highly improved convergence of the coupled-wave method for tm polarization. *Journal of Optical Society of America*, 13(4) p.779–784, 1996.
<http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-13-4-779>.
Cité page 95.
- [69] G. Granet et B. Guizal. Efficient implementation of the coupled-wave method for metallic lamellar gratings in tm polarization. *Journal of Optical Society of America*, 13(5) p.1019–1023, 1996.
<http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-13-5-1019>.
Cité page 95.
- [70] L. Li. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings. *Journal of Optical Society of America*, 13(5) p.1024–1035, 1996.
<http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-13-5-1024>.
Cité page 95.
- [71] P. Lalanne et E. Silberstein. Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems. *Optics Letters*, 25(15) p.1092–1094, 2000.
<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-25-15-1092>.
Cité page 95.
- [72] Z.S. Sacks, D.M. Kingsland, R. Lee, et J.F. Lee. A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 43(12) p.1460 – 1463, 1995.
http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=477075.
Cité page 95.
- [73] J.P. Hugonin et P. Lalanne. Perfectly matched layers as nonlinear coordinate transforms : a generalized formalization. *Journal of Optical Society of America*, 22(9) p.1844–1849, 2005.
<http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-22-9-1844>.
Cité page 95.

- [74] A. Armaroli, A. Morand, P. Benech, G. Bellanca, et S. Trillo. Three-dimensional analysis of cylindrical microresonators based on the aperiodic fourier modal method. *Journal of Optical Society of America*, 25(3) p.667–675, 2008.
<http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-25-3-667>.
Cité page 95.
- [75] P. Lalanne et J.P. Hugonin. Bloch-wave engineering for high-q, small-v microcavities. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39 p.1430–1438, 2003.
<http://ieeexplore.ieee.org/iel5/3/27838/01242362.pdf?arnumber=1242362>.
Cité page 95.
- [76] P. Lalanne et H. Benisty. Out-of-plane losses of two-dimensional photonic crystals waveguides : Electromagnetic analysis. *Journal of Applied Physics*, 89 p.1512–1514, 2001.
<http://ieeexplore.ieee.org/iel5/4915369/5028967/05029068.pdf?arnumber=5029068>.
Cité page 95.
- [77] L. G. Schulz. The optical constants of silver, gold, copper, and aluminum. i. the absorption coefficient k. *Journal of Optical Society Of America*, 44(5) p.357–362, 1954.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-44-5-357>.
Cité page 98.
- [78] L. G. Schulz et F. R. Tangherlini. Optical constants of silver, gold, copper, and aluminum. ii. the index of refraction n. *Journal of Optical Society Of America*, 44(5) p.362–367, 1954.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-44-5-362>.
Cité page 98.
- [79] M. Wakaki, K. Kudo, et T. Shibuya. *Physical Properties and Data of Optical Materials (Optical Science and Engineering)*. CRC Press, 2007. ISBN 978-0824727611.
Cité page 98.
- [80] K. Kurokawa. Power waves and the scattering matrix. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 13(2) p.194 – 202, 1965.
http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1125964.
Cité page 100.
- [81] A. Morton. *Advanced Electrical Engineering*. Pitman Publishing Ltd., 1985. ISBN 978-0273401728.
Cité page 100.

- [82] D. Pozar. *Microwave Engineering 3rd Edition (International edition)*. John Wiley and Sons, 1997. ISBN 978-0471448785.
Cité page 100.
- [83] J. Ferrand, G. Custillon, P. Benech, A. Morand, et E. le Coarer. Calibration and data reduction of a stationary wave integrated fourier transform spectrometer (swifts). *Optical Society of America (OSA) Fourier transform spectroscopy conference*, p. JTUB9, 2009.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=FTS-2009-JTuB9>.
Cité page 100.
- [84] R. Mavaddat. *Network Scattering Parameters (Advanced Series in Circuits and Systems, Vol 2)*. World Scientific Publishing Company, 1996. ISBN 978-9810223052.
Cité page 102.
- [85] T. Lang. *Thèse de doctorat - Étude des effets de polarisation dans des guides d'optique intégrée sur verre. Application : Convertisseur de polarisation*. Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997.
Cité page 124.
- [86] T. Izawa et N. Nakagome. Optical waveguide formed by electrically induced migration of ions in glass plates. *Applied Physics Letters*, 21(12) p.584-586, 1972.
<http://ieeexplore.ieee.org/iel5/4816218/4843442/04843451.pdf>.
Cité page 126.
- [87] M. Huggins. The dispersion of silicate glasses as a function of composition. *Journal of Optical Society of America*, 30(11) p.514-518, 1940.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-30-11-514>.
Cité page 127.
- [88] M. Huggins, K. Sun, et D. Davis. The dispersion of silicate glasses as a function of composition. ii. *Journal of Optical Society of America*, 32(11) p.635-648, 1942.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-32-11-635>.
Cité page 127.
- [89] R.V. Ramaswamy et R. Srivastava. Ion-exchanged glass waveguides : a review. *Optical engineering*, 6(6) p.984-1000, 1988.
http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=4090.
Cité page 128.
- [90] E. le Coarer, J. Ferrand, P. Puget, M. Ayraud, B. Demonte, C. Bonneville, et T. Gonthiez. *Technical Assessment of SWIFTS Technology Application to space Mission and study of instrument design concepts*. ESA Internal report,

2009.
Cité pages 136 et 137.
- [91] E. le Coarer, L. G. Venancio, P. Kern, J. Ferrand, P. Puget, M. Ayraud, C. Bonneville, B. Demonte, A. Morand, J. Boussey, D. Barbier, S. Blaize, et T. Gonthiez. Swifts : On-chip very high spectral resolution spectrometer. *International Conference on Space Optics (ICSO)*, 2010.
Cité page 136.
- [92] John C. Mankins. *Technology Readiness Levels : A White Paper*. Nasa, 1995.
<http://www.hq.nasa.gov/office/codeq/trl/trl.pdf>.
Cité page 137.
- [93] Page wikipedia de définition des TRL.
http://fr.wikipedia.org/wiki/Technology_Readiness_Level.
Cité page 137.
- [94] J. Ferrand, G. Custillon, S. Kochtcheev, S. Blaize, A. Morand, G. Leblond, P. Benech, P. Royer, P. Kern, et E. Le Coarer. A swifts operating in visible and near-infrared. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7010 p.701046, 2008.
<http://dx.doi.org/10.1117/12.788913>.
Cité pages 142 et 160.
- [95] J. Ferrand, G. Custillon, Leblond G., F. Thomas, T. Moulin, E. le Coarer, A. Morand, S. Blaize, T. Gonthiez, et P. Benech. Stationary wave integrated fourier transform spectrometer (swifts). *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7604(1) p.760414, 2010.
<http://link.aip.org/link/?PSI/7604/760414/1>.
Cité page 160.

Étude et réalisation d'un spectromètre intégré à transformée de Fourier (SWIFTS)

En 1859 les physicien et chimiste allemands G. Kirchhoff et R. Bunsen ont découvert que chaque élément chimique dispose d'une signature spectrale unique. Suite à cela, la spectrométrie s'est imposée comme un outil d'analyse majeur y compris en astrophysique (notamment grâce à l'italien A. Secchi). Ainsi la plus grande partie des informations dont nous disposons sur les objets astrophysiques proviennent de l'analyse spectrale ; la découverte des premières planètes extra-solaires est même due à celle-ci. Depuis ses débuts, cette technique a trouvé de nombreuses applications dans des domaines aussi variés que la médecine, la détection de gaz ou encore l'étude des polluants.

Dans cette thèse nous nous proposons d'étudier et de développer un nouveau type de spectromètres nommés SWIFTS (pour Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer) basés sur la détection d'une onde stationnaire obtenue à l'intérieur d'un guide optique. Pour ce faire, nous utilisons une technique originale dite de « détection évanescente ». Dans cette thèse nous étudions et modélisons les performances d'un tel spectromètre notamment en utilisant une méthode matricielle et une méthode de décomposition dans le domaine de Fourier. Les premiers prototypes ont été réalisés dans les bandes I et R du système photométrique de Johnson, ces bandes ayant été choisies pour la facilité d'obtention de détecteurs et guides optiques efficaces. Étant donné les technologies disponibles, ces prototypes ne peuvent atteindre l'efficacité théorique maximale d'un SWIFTS (environ 73%) ; néanmoins elles nous ont permis de mesurer des résolutions de l'ordre du cm^{-1} sur un large domaine spectral (650 nm à 900 nm).

Mots clés : Spectrométrie de Fourier, Spectromètre intégré, Optique intégrée, Détection évanescente, SWIFTS

Study and realization of an integrated Fourier transform spectrometer (SWIFTS)

In 1859 the German physicist and chemist G. Kirchhoff and R. Bunsen discovered that each chemical element has a unique spectral signature. Subsequently, spectroscopy has emerged as a major tool for analysis including in astrophysics (notably thanks to the Italian A. Secchi). So most part of our information about astrophysical objects comes from spectral analysis, the discovery of the first planets outside the solar system is even due to it. Since its inception, this technique has found many applications in fields as diverse as medicine, gas detection or study of pollutants.

In this thesis we propose to study and develop a new type of spectrometer named SWIFTS (for Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer) based on the detection of a standing wave obtained within an optical waveguide. In order to achieve this we use a new technique called « evanescent detection ». In this thesis we study and model the performance of such a spectrometer using a matrix method and a method of decomposition in the Fourier domain.

The first prototypes were made in the bands I and R of the Johnson photometric system, these bands have been selected for ease of obtaining efficient detectors and waveguides. Given the available technologies these prototypes can not reach the maximum theoretical efficiency of a SWIFTS (about 73%), whereas they allowed us to measure resolutions of about a cm^{-1} over a wide spectral range (650 nm 900 nm).

Keywords: Fourier spectrometry, Integrated spectrometer, Integrated optics, Evanescent detection, SWIFTS