

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Gilles OLIVIÉ

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : LASERS ET MATIÈRE DENSE

ÉTIREMENT D'IMPULSIONS COURTES AVEC DES RÉSEAUX DE BRAGG
FIBRÉS POUR LES CHAINES LASERS DE FORTE PUISSANCE

Soutenue le 14 novembre 2003

Après avis de MM. :

Aziz BOUKENTER	Professeur	Rapporteurs
Jean-Paul CHAMBARET	Ingénieur de recherche	

Devant la commission d'examen formée de MM. :

Arnold MIGUS	Directeur de recherche	Président
Aziz BOUKENTER	Professeur	Rapporteur
Jean-Paul CHAMBARET	Ingénieur de recherche	Rapporteur
Christian STENZ	Professeur	
Denis VILLATE	Ingénieur de recherche	
Laurent VIDEAU	Ingénieur de recherche	
François SALIN	Directeur de recherche	

*à mes parents,
à ma sœur*

Remerciements

Ce travail de thèse est le fruit d'une collaboration entre le laboratoire CELIA à l'Université de Bordeaux I et le CEA-CESTA.

Je tiens tout d'abord à remercier M. Aziz Boukenter et M. Jean-Paul Chambaret d'avoir été les rapporteurs de ce travail et d'avoir lu ce manuscrit assidûment. J'exprime également ma gratitude envers M. Arnold Migus et M. Christian Stenz pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je remercie spécialement François Salin; d'abord, d'avoir été mon directeur de thèse, mais surtout, pour la motivation qu'il a su me transmettre pendant ces trois années. Ses remarques, toujours pertinentes, ont grandement contribué à la réalisation de ce travail. Je remercie Denis Villate, responsable CEA de mon travail, qui a su être disponible et toujours à l'écoute quand j'en avais besoin. Sa clairvoyance et ses précieux conseils m'ont permis de toujours rester dans la bonne direction.

J'exprime toute ma reconnaissance à Laurent Videau. Son dynamisme, ses compétences scientifiques et l'intérêt (sans oublier sa bonne humeur) qu'il a su manifester pour mes travaux ont été très importants pour la progression de ma thèse. Je remercie également Claude Rouyer, toujours disponible pour répondre aux questions scientifiques (et autres). Son écoute et sa patience ont contribué sans aucun doute à la réalisation de ce travail dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie Eric Freysz. Il a parfaitement tenu son rôle de conseiller scientifique au CESTA. Les discussions avec lui ont toujours été très enrichissantes et bénéfiques. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir permis de débiter dans le monde expérimental de l'optique il y plus de 4 ans chez lui.

Je suis également reconnaissant envers Josselin Garnier pour l'aide qu'il m'a apporté lors des problèmes théoriques rencontrés. Sa rigueur et ses compétences mathématiques m'ont été très utiles.

J'ai passé une grande partie de ma thèse au CESTA. J'ai ainsi eu la chance de rencontrer de nombreuses personnes; chacune, à sa manière, a facilité mon travail. Je remercie M. Kovacs de m'avoir accueilli au DLP, M. Dourthe puis M. Estrailhier de m'avoir intégré dans leur service. Merci également à M. Le Garrec de m'avoir accepté dans son laboratoire la fin de ma thèse.

Je tiens à remercier particulièrement Marc Nicolaizeau qui m'a chaleureusement accueilli dans l'ancien (regretté) laboratoire LPL. J'ai particulièrement apprécié sa disponibilité, certainement à l'origine de la bonne ambiance dans ce laboratoire.

Merci aux nombreuses personnes qui ont contribué au bon déroulement de ce travail :

Xavier Ribeyre, Nathalie Blanchot, Sébastien Montant, Olivier Morice, Jean-Michel Sager, Alain Roques, Odile Trioulet, Geoffroy Le Touzet, Jean-Pierre Leindinger, Isabelle et David Le Goff, Patrick Manach, Elizabeth Mazataud, Marc Padois, Luc Voisin, Josselyne Raffy, Laure Vacher, Gabriel Mennerat, Hélène Ward, Evelyne Sibé, Alain Jolly, Jean-François Gleyze, Jacques Luce, Arnaud Reitchart, Antoine Bourgeade, Hervé Bercegol ...

Je tiens également à remercier les personnes du laboratoire CELIA qui m'ont accueilli et aidé à plusieurs reprises :

Eric Cormier, Eric Constant, Inka (ton nom est décidément trop compliqué), Patrick Martin, Frédéric Blasco, Fabien Dorchies, Eric Mevel, Hervé Jouin, Henri Bachau ...

Je n'oublie pas les gens que j'ai côtoyé avec plaisir à la PALA :

John Lopez, Marie-Caroline Hernandez, Antoine Courjeaud, Marc Faucon, Eric Mottay, Rysvan Maleck.

Enfin, je vais terminer ces remerciements par les étudiants et post-docs rencontrés pendant ces trois années. Ils ont tous été contraints de me supporter un jour ou l'autre et ont amélioré mon quotidien. Merci aux anciens thésards du CESTA d'avoir facilité mon intégration : Estelle, Karen, Virginie ...

Merci à Pascal Caumes, très courageux d'avoir partagé longtemps son bureau et la salle de manip. avec moi. Je remercie Loïc Patissou pour sa bonne humeur permanente (des progrès restent à faire au tennis de table). Bon courage à Julien Surville pour la fin de sa thèse, Emmanuel Hugonnot, Jérôme Fils et Gabrielle Marre pour la fin de leur post-doc. Merci aux étudiants du CELIA, c'est toujours un plaisir d'aller leur rendre une visite : Christophe Bonté, Tony Caillaud, Olivier Tcherbakoff, Amelle Zaïr, Nelly Deguyl ...

Je m'excuse auprès des personnes que j'ai oublié.

Encore une fois, merci à tous pour cette belle expérience.

Table des matières

Table des figures	vi
Liste des tableaux	x
Introduction	1
Contexte de l'étude: projet d'un laser Pétawatt à côté de la LIL à Bordeaux . . .	1
Problématique majeure des chaînes lasers de puissance: les effets non linéaires . .	2
L'amplification par dérive de fréquences: solution parfaite?	3
Les Réseaux de Bragg fibrés: allongeurs de nouvelle génération	4
Qu'est ce qu'un RBF?	5
Inscription des RBF	6
Avantages des RBF	9
Les Réseaux de Bragg fibrés pour l'étirement d'impulsions courtes	10
1 Propagation d'impulsions courtes dans les réseaux de Bragg fibrés	11
1.1 Description mathématique d'une impulsion courte	11
1.1.1 Champ électrique d'une impulsion courte et notion de composante spectrale	11
1.1.2 Développement de la phase spectrale, influence des différents termes sur le profil temporel	14
1.1.3 Origines de la dispersion	21
1.2 Rappels sur la propagation linéaire d'impulsions dans une fibre optique . .	22
1.2.1 Généralités sur les fibres	22
1.2.2 Résultat du traitement électromagnétique du problème	24
1.3 Modélisation de la propagation d'impulsions courtes dans un RBF chirpé .	25
1.3.1 Les effets non linéaires	26
1.3.2 Equations couplées	30
1.4 Propriétés d'une impulsion réfléchiée par un RBF	35
1.4.1 Réponse linéaire d'un RBF uniforme	35
1.4.2 Réponse linéaire d'un RBF linéairement chirpé	39
1.4.3 Réponse non linéaire d'un RBF linéairement chirpé	60

1.5	Conclusion	62
2	Dimensionnement et performance des réseaux de Bragg fibrés pour l'étirement d'impulsions courtes	63
2.1	Modèle de la réflexion ponctuelle	63
2.1.1	Principe du modèle de la réflexion ponctuelle	64
2.1.2	Etude des RBF, avec une phase spectrale quadratique, synthétisés par le modèle de la réflexion ponctuelle	65
2.2	Synthèse de RBF par la méthode inverse « Layer-Peeling »	70
2.2.1	Algorithme « Layer-Peeling »	71
2.2.2	Exemple d'application de l'algorithme DLP et performance	74
2.3	Dimensionnement d'un RBF pour l'étirement d'impulsions courtes	76
2.3.1	Réponse d'un étireur standard à réseaux	76
2.3.2	Dimensionnement d'un RBF simulant la réponse d'un étireur parfait	80
2.4	Influence des effets non linéaires sur la recompression	82
2.5	Conclusion	84
3	Caractérisation expérimentale de l'impulsion étirée avec un RBF	87
3.1	Réponse des RBF en fonction de la polarisation de l'impulsion injectée	88
3.1.1	Premières observations	88
3.1.2	Etude quantitative de la dépolarisation	95
3.1.3	Éléments d'interprétation des résultats sur la dépolarisation	104
3.1.4	Conclusion	106
3.2	Caractérisation du profil temporel de l'impulsion étirée par corrélation croisée (cross-correlation)	107
3.2.1	Méthode de cross-correlation et mise en place expérimentale	107
3.2.2	Mesure du profil temporel de l'impulsion étirée avec un allongeur standard à réseaux de diffraction	110
3.2.3	Mesure du profil temporel de l'impulsion étirée avec un RBF apodisé de 15 cm	111
3.2.4	Mesure du profil temporel de l'impulsion étirée avec un RBF non apodisé de 10 cm	114
3.3	Mesure du délai de groupe de l'impulsion étirée par corrélation croisée	119
3.3.1	Principe de la mesure du délai de groupe et protocole expérimental	120
3.3.2	Mesure du délai de groupe pour un étireur standard	122
3.3.3	Mesure du délai de groupe pour un RBF non apodisé	123
3.4	Conclusion	124

4	Démonstration expérimentale d'un système mixte RBF-compresseur à réseaux pour l'allongement et la recompression d'impulsions courtes	127
4.1	Propriétés de l'impulsion étirée avec un RBF simulant un allongeur standard	128
4.1.1	Profil temporel	129
4.1.2	Délai de groupe	130
4.2	Outils de caractérisation de l'impulsion recomprimée	131
4.2.1	Cross-correlation	131
4.2.2	Interférométrie spectrale	132
4.3	Réglage du compresseur conjugué au RBF	134
4.4	Caractérisation de l'impulsion recomprimée	136
4.4.1	Mesure de la trace de cross-correlation	136
4.4.2	Mesure de la phase par interférométrie spectrale	138
4.4.3	Comparaison des résultats	140
4.5	Vérification de l'interprétation des résultats	141
4.5.1	Comparaison des résultats d'interférométrie spectrale pour les deux RBF	141
4.5.2	Discrimination de la contribution du compresseur	143
4.5.3	Comparaison des profils temporels de l'impulsion étirée mesuré et reconstruit	144
4.6	Propriétés de l'impulsion comprimée en fonction de l'intensité	146
4.7	Conclusion	147
	Conclusion et perspectives	149
	Etude théorique des RBF : premières propriétés	149
	Le problème inverse : vers le dimensionnement de RBF simulant un étireur standard à réseaux de diffraction	150
	Caractérisation de l'impulsion étirée : démonstration d'un étirement à 1053 nm avec un RBF	150
	Recompression : première démonstration d'un système mixte allongeur fibré-compresseur standard à réseaux de diffraction	152
	Les RBF comme allongeurs : suite du travail	153
A	Dérivation de l'équation propre des modes d'une fibre optique	157
B	Dérivation des équations gouvernant la propagation d'impulsions courtes en régime linéaire et non linéaire : Théorie des ondes couplées (Coupled Wave Theory)	161
B.1	Régime non linéaire	161
B.1.1	Polarisation induite par l'inscription du RBF	162
B.1.2	Polarisation non linéaire	163

B.1.3	Ordre 1 de la théorie perturbative	164
B.1.4	Equations couplées pour les enveloppes A_{\pm}	166
B.1.5	Forme simplifiée des équations couplées	169
B.2	Régime linéaire	170
C Résolution des équations couplées en régime linéaire dans l'espace des fréquences		173
C.1	Intégration numérique de l'équation de Ricatti	173
C.2	Méthode des matrices de transfert	174
C.3	Méthode des matrices de transfert simplifiée	175
D Développement perturbatif des équations couplées en régime linéaire		179
D.1	ordre 0	180
D.2	ordre 1	180
D.3	ordre supérieurs	181
E Calcul des paramètres d'un RBF avec des termes quadratique et cubique non nuls par la méthode de la réflexion ponctuelle		183
Bibliographie		184

Table des figures

1	Principe de l'amplification par dérive de fréquences	3
2	Schéma d'un RBF uniforme	5
3	Schéma d'un RBF chirpé	6
4	Compensation de la dispersion d'une fibre avec un RBF	7
5	Exposition d'une fibre dans un champ d'interférences de 2 faisceaux UV . .	7
6	Méthodes d'inscription holographiques	8
1.1	Champ électrique dans le cas d'une enveloppe gaussienne (les unités sont arbitraires et n'ont pas de réalité physique)	12
1.2	Dispersion angulaire d'un réseau de diffraction	14
1.3	Champ électrique dans le cas d'une impulsion gaussienne avec une phase quadratique (les unités sont arbitraires et n'ont pas de réalité physique) . .	19
1.4	Influence du terme d'ordre 3 sur le profil temporel (les courbes sont nor- malisées par rapport à l'impulsion limitée par TF)	20
1.5	Influence du terme d'ordre 4 sur le profil temporel (les courbes sont nor- malisées par rapport à l'impulsion limitée par TF)	21
1.6	Schéma d'une fibre optique	22
1.7	Profil transverse de l'indice de réfraction	23
1.8	Caractéristiques des modes d'une fibre optique	25
1.9	Principe de la diffusion Raman	27
1.10	Réflexion d'une impulsion par un RBF	31
1.11	RBF non apodisé, réflectance R pour $\kappa L = 1$ et $\kappa L = 3$	36
1.12	RBF non apodisé, délai de groupe τ pour $\kappa L = 1$ et $\kappa L = 3$	37
1.13	RBF apodisé, réflectance R pour $\kappa_{max} L = 1$ et $\kappa_{max} L = 3$	38
1.14	RBF apodisé, délai de groupe τ pour $\kappa_{max} L = 1$ et $\kappa_{max} L = 3$	39
1.15	Représentation schématique de la diffusion de Bragg	40
1.16	Approximation des fonctions de Fresnel	43
1.17	Réflectance d'un RBF non apodisé; trait plein : approximation, pointillé : numérique	45
1.18	Phase résiduelle d'un RBF non apodisé; trait plein : approximation, poin- tillé : numérique	46

1.19 Délai de groupe d'un RBF non apodisé; trait plein: approximation, pointillé: numérique	47
1.20 Réflectance d'un RBF non apodisé avec une forte modulation d'indice . . .	48
1.21 Phase résiduelle et délai de groupe d'un RBF non apodisé avec une forte modulation d'indice	48
1.22 Intensité de l'impulsion réfléchie normalisée par rapport à celle de l'impulsion de départ d'intensité crête unité	49
1.23 Intensité de l'impulsion réfléchie normalisée par rapport à celle de l'impulsion de départ d'intensité crête unité à plusieurs positions dans le RBF . .	51
1.24 Intensité de l'impulsion réfléchie en prenant en compte une réflexion sur la face d'entrée du RBF	53
1.25 Réflectance d'un RBF non apodisé	56
1.26 Intensité de l'impulsion réfléchie par un RBF non apodisé aux faibles réflectivités	56
1.27 Intensité de l'impulsion réfléchie normalisée par rapport à celle de l'impulsion de départ d'intensité crête unité pour un RBF apodisé	58
1.28 Fonction d'apodisation en sinus sur les côtés	59
1.29 Module de la réflectance et délai de groupe pour un RBF apodisé avec un sinus sur les cotés	59
1.30 caractéristiques de l'impulsion réfléchie pour plusieurs intensités crêtes . . .	61
1.31 Spectre de l'impulsion transmise pour plusieurs intensités crêtes; les courbes sont normalisées par rapport à celle de l'impulsion initiale	61
2.1 Fonctions d'apodisation	67
2.2 Phase résiduelle pour plusieurs fonctions d'apodisation, on montre également comme référence la densité spectrale d'une impulsion de 200 fs (trait pointillé)	68
2.3 Intensité recomprimée pour plusieurs fonctions d'apodisation, l'intensité est normalisée par rapport à la référence	69
2.4 Modélisation d'un RBF par une série de miroirs	72
2.5 Paramètres du RBF reconstruit	75
2.6 Phase résiduelle du RBF synthétisé et réponse spectrale du RBF en amplitude	75
2.7 Intensité recomprimée	76
2.8 Principe d'un compresseur à réseaux de diffraction	77
2.9 Schéma pour le calcul de la phase spectrale d'un compresseur	78
2.10 Principe d'un étireur à lentilles simple passage	79
2.11 Paramètres du RBF simulant la réponse d'un étireur	80
2.12 Comparaison de la réponse en amplitude du RBF cible et reconstruit en échelle logarithmique	81
2.13 Différence de phase spectrale entre le RBF cible et le RBF reconstruit . . .	82

TABLE DES FIGURES

2.14	Phase résiduelle pour plusieurs intensités crêtes	83
2.15	Intensité recomprimée pour plusieurs intensités crêtes	84
3.1	Extraction d'une impulsion réfléchiée par un RBF	89
3.2	Evolution de la polarisation après chaque composant en fonction du sens de propagation	90
3.3	Spectre de l'impulsion réfléchiée pour deux états de polarisation linéaire distincts	91
3.4	Profil temporel de l'impulsion réfléchiée pour deux états de polarisation linéaire distincts	91
3.5	Composantes du spectre de l'impulsion réfléchiée pour $\alpha = 0^\circ$	92
3.6	Spectre de l'impulsion réfléchiée en fonction de l'énergie dans la fibre	93
3.7	Spectre de l'impulsion transmise en fonction de l'énergie dans la fibre	94
3.8	Polarisation elliptique pour une longueur d'onde donnée	95
3.9	Dispositif expérimental pour la mesure de la polarisation de l'impulsion réfléchiée	97
3.10	Densité spectrale de l'impulsion réfléchiée en fonction de α	98
3.11	Ellipticité et azimuth en fonction de la longueur d'onde pour $\alpha=60^\circ$	99
3.12	Ellipticité et azimuth en fonction de la longueur d'onde pour $\alpha=20^\circ$	100
3.13	Mesures effectuées deux journées différentes pour $\alpha=0^\circ$	100
3.14	Mesures effectuées en fonction de l'énergie injectée pour $\alpha=0^\circ$	101
3.15	Spectre total de l'impulsion étirée en fonction de l'énergie injectée (nous avons également reporté le spectre de l'impulsion initiale)	102
3.16	principe de la mesure du profil temporel de l'impulsion étirée par cross-correlation	107
3.17	Dispositif expérimental pour la mesure du profil temporel de l'impulsion étirée par cross-correlation	109
3.18	Profil temporel de l'impulsion allongée avec un étireur standard	111
3.19	Profil temporel de l'impulsion étirée avec le RBF 5	112
3.20	Profil temporel de l'impulsion étirée pour un RBF apodisé avec et sans défauts de phase	113
3.21	Profil temporel de l'impulsion étirée avec le RBF 1 pour $\lambda_0=1054$ nm	114
3.22	Trace de cross-correlation mesurée dans la région des 3 pics avec un pas de 13 fs	115
3.23	Caractéristiques de l'impulsion étirée avec le RBF 1 pour $\lambda_0 = 1056nm$	116
3.24	Caractéristiques de l'impulsion étirée avec un RBF idéal calculées pour $\lambda_0 = 1056nm$	117
3.25	Enveloppe de la modulation d'indice avec trois défauts d'amplitude	118

3.26	Caractéristiques de l'impulsion étirée pour un RBF avec des défauts d'amplitude	119
3.27	Principe de la mesure du délai de groupe par cross-correlation	120
3.28	Mesure du délai de groupe de l'impulsion allongée avec un étireur standard	123
3.29	Interpolation du délai de groupe de l'étireur par la loi théorique	123
3.30	Délai de groupe d'un RBF et interpolation par une droite	124
4.1	Recompression de l'impulsion étirée avec un RBF et caractérisation	127
4.2	Transmittance mesurée et attendue pour les RBF _a et RBF _a a	128
4.3	Profil temporel de l'impulsion étirée avec le RBF _a	129
4.4	Comparaison du délai de groupe introduit par le RBF _b mesuré et théorique	130
4.5	Principe de l'interférométrie spectrale	133
4.6	Principe du traitement de Fourier de l'interférogramme	134
4.7	Configuration du compresseur utilisé	135
4.8	Montage utilisé pour optimiser la distance entre les réseaux	136
4.9	Trace de cross-correlation de l'impulsion recomprimée en échelle linéaire et logarithmique	137
4.10	Trace d'auto-correlation de l'impulsion initiale en échelle logarithmique . .	138
4.11	Interférogramme et sa transformée de Fourier inverse	138
4.12	Caractéristiques spectrales de l'impulsion comprimée	139
4.13	Comparaison des traces de cross-correlation mesurée et reconstruite par interférométrie spectrale et dans le cas d'une phase plate	141
4.14	Phases spectrales mesurées pour les deux RBF	142
4.15	Trace de cross-correlation mesurée et reconstruite pour le RBF _b	142
4.16	Phase résiduelle mesurée avant et après rotation du deuxième réseau de diffraction pour le RBF _b , en encart figure la différence entre les mesures . .	143
4.17	Spectres de l'impulsion comprimée et étirée pour le RBF _b	144
4.18	Profils temporels mesuré par cross-correlation et reconstruit pour le RBF _b	145
4.19	Profils temporels reconstruits pour le RBF _b en prenant en compte la phase résiduelle et sans cette contribution	146
4.20	Traces de cross-correlation pour deux énergies de l'impulsion injectée dans le RBF	147
C.1	discrétisation du RBF en sections uniformes	174
C.2	modélisation du RBF en une série de miroirs	176

Liste des tableaux

1.1	Exemples de produits $\Delta\omega\tau_0$ pour quelques fonctions	17
2.1	Caractéristiques des fonctions d'apodisation utilisées	67
2.2	Caractéristiques du RBF simulant un étireur standard	80
3.1	Caractéristiques des RBF de première génération (ils sont tous linéairement chirpés)	87

Introduction

Contexte de l'étude : projet d'un laser Pétawatt au CEA-CESTA

Depuis la première démonstration d'un laser au début des années 60 [1], celui-ci n'est pas seulement devenu un outil réservé à la recherche, il s'est au contraire répandu dans de nombreux domaines de la vie courante :

citons entre autres l'utilisation des lasers en médecine (le « bistouri optique »), en chirurgie dentaire, en ophtalmologie, dans le milieu industriel (perçage, soudure, usinage...). Il peut même être utilisé en maçonnerie comme niveau optique de longue portée. Néanmoins, le type de laser et ses caractéristiques varient suivant les applications.

Les lasers du domaine public sont souvent de taille réduite et d'utilisation simplifiée au maximum. Ce n'est plus toujours le cas dans la recherche fondamentale.

Dans le cadre de l'interaction laser-matière, pour explorer l'état de la matière dans des conditions extrêmes, des densités d'énergie sur cible de plus en plus importantes sont nécessaires. Il en résulte des chaînes lasers à l'échelle de bâtiments entiers. Le projet de ce type en cours en France est le Laser MégaJoule (LMJ), actuellement en construction au CEA-CESTA près de Bordeaux. Dans le cahier des charges, il est prévu d'obtenir 240 faisceaux de 15 kJ chacun à la longueur d'onde fondamentale de $1.05 \mu\text{m}$. Au total, l'énergie des faisceaux est donc de 3.6 MJ. Avant de focaliser ces faisceaux sur cible, ils sont convertis en fréquence (triplement de fréquence) à la longueur d'onde de $0.35 \mu\text{m}$. En tenant compte de l'efficacité de conversion, l'énergie totale sur cible est estimée à 1.8 MJ. Le but de cette installation est de se placer dans des conditions telles que la fusion par confinement inertiel soit possible. Afin de valider les concepts de ce gigantesque laser, un modèle à échelle réduite est d'ores et déjà en fonctionnement au CESTA : il s'agit de la Ligne d'Intégration Laser (LIL), elle représente 8 des 240 faisceaux du LMJ. L'intervalle de temps pendant lequel l'énergie de chaque faisceau est concentrée est la durée de l'impulsion. Pour la LIL (ou le LMJ), les durées sont de l'ordre de la vingtaine de nanoseconde ($1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$). A côté de la LIL, le projet de développement d'un laser PétaWatt (PW, $1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ Watts}$) est lancé. Le PW représente actuellement la puissance¹ maximale qui

1. la puissance est par définition le rapport entre l'énergie et la durée de l'impulsion

soit techniquement accessible. La réalisation d'une source délivrant des impulsions PW a d'ailleurs déjà été démontrée dans le milieu des années 90 à Livermore aux Etats-Unis (voir par exemple le papier ultérieur [2]).

L'association PW-LIL donnerait la possibilité de disposer du couple énergie-puissance. La présence d'une source PW est d'un intérêt certain dans le concept de l'allumage rapide lors de la fusion. Sans rentrer dans les détails, une source PW permettrait de favoriser la réaction de fusion.

On se rend compte que le seuil du PW peut être obtenu pour divers couples énergie-durée : 1 J-1 fs (1 fs= 10^{-15} s), 1 kJ-1 ps (1 ps= 10^{-12} s) ...

Etant donné qu'il est prévu d'utiliser une chaîne amplificatrice semblable à un bras de la LIL, la solution adoptée se situe davantage pour des impulsions courtes de durées de plusieurs centaines de fs (dans la gamme 200 fs-1 ps). En effet, la durée des impulsions est principalement déterminée par le type de matériau amplificateur, et plus précisément par sa largeur spectrale de gain. Pour le LMJ, il s'agit du Néodyme (ion Nd^{3+}) dans une matrice de verre car c'est le matériau avec les propriétés les plus favorables que l'on sache fabriquer sur de grandes dimensions. Signalons néanmoins que d'autres projets de développement PW font appel à la technologie Titane-Saphir (ion Ti^{3+} dans une matrice de saphir) pour le milieu amplificateur. C'est le cas par exemple du projet PW au Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) à Palaiseau où la durée de l'impulsion courte est de l'ordre d'une trentaine de fs. L'énergie nécessaire est dans ce cas moins importante pour atteindre le seuil du PW.

Problématique majeure des chaînes lasers de puissance : les effets non linéaires

Comme déjà mentionné, le PW est la limite supérieure techniquement accessible, cela implique que ce type de source repousse la technologie dans ses derniers retranchements. Le principal problème des lasers avec une telle puissance crête réside au niveau des effets non linéaires. Ceux-ci ont pour origine la réponse non linéaire de la matière lorsque le champ électrique de l'impulsion devient trop important. Ils ont pour conséquence une dégradation des caractéristiques temporelle et spatiale du faisceau. Dans les conditions extrêmes, ils peuvent conduire au dommage de composants optiques dans la chaîne.

On définit l'intensité crête de l'impulsion par :

$$I_c = \frac{E}{S\tau} \text{ en W/m}^2 \quad (1)$$

où E , τ et S sont respectivement l'énergie, la durée et la section du faisceau de l'impulsion. Evidemment, plus I_c est importante, plus les effets non linéaires augmentent.

Au cours de l'amplification, l'intensité crête évolue sans cesse. La condition nécessaire

pour l'amplification est de maintenir I_c en dessous du seuil de dommage des optiques (c'est la borne supérieure ultime). Cependant, l'impulsion courte en fin de chaîne doit posséder des caractéristiques spatiale et temporelle compatibles avec les applications. Cela impose souvent une tolérance réduite au niveau de la dégradation de ces propriétés lors de l'amplification :

le seuil de la valeur de I_c s'en trouve fortement réduit par rapport à la valeur correspondant au seuil de dommage.

L'amplification par dérive de fréquences : solution parfaite ?

Afin de limiter les conséquences des effets non linéaires lors de l'amplification d'une impulsion courte, la méthode utilisée depuis le milieu des années 80 est l'amplification par dérive de fréquences (Chirped Pulse Amplification en anglais : CPA) [3]. Le principe est schématisé sur la figure (1) :

l'impulsion courte est allongée temporellement avant amplification. Le résultat est une réduction de l'intensité crête de l'impulsion injectée dans les amplificateurs. Celle-ci est alors amplifiée. La dernière étape est de comprimer l'impulsion étirée et amplifiée à une durée la plus proche possible de sa valeur initiale, cela permet d'obtenir une puissance crête maximale pour l'impulsion finale.

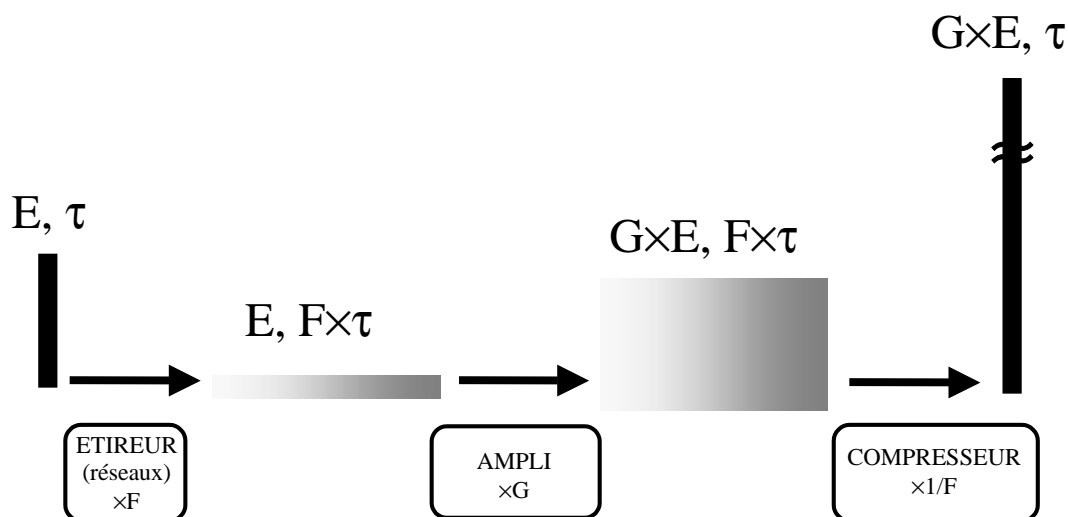


FIG. 1 – Principe de l'amplification par dérive de fréquences

Comme on le verra dans le premier chapitre, une impulsion courte peut être définie par

son spectre en fréquences (ce qui revient à décomposer le champ électrique sur la base de Fourier). Le principe des étireurs actuels est d'induire un retard différent pour chaque fréquence :

une impulsion étirée possède alors une répartition temporelle des fréquences. C'est pour cette raison que l'on parle d'amplification par dérive de fréquences.

Pour amplifier une impulsion courte à des puissances crêtes élevées, on utilise donc la technique CPA. En théorie, le principe de cette méthode permet de s'affranchir des effets non linéaires lors de l'amplification :

en effet, si la puissance crête souhaitée en sortie est importante, il sera simplement nécessaire d'étirer suffisamment l'impulsion courte.

En pratique, il subsiste néanmoins des problèmes techniques pour les sources de forte puissance. Citons en premier lieu la tenue au flux du compresseur. Ce composant est en effet soumis à une forte intensité crête puisqu'il reconcentre l'énergie de l'impulsion sur une durée très courte. La solution envisageable et étudiée aujourd'hui pour le compresseur consiste à associer la technologie des réseaux de diffraction diélectriques avec le principe des mosaïques de réseaux². L'autre problème majeur réside dans la capacité d'étirer dans les proportions nécessaires les impulsions de manière réversible pour pouvoir ensuite les recomprimer. En effet, pour les sources PW, le facteur d'étirement requis devient conséquent (de l'ordre de 10^4 - 10^5 : 200 fs \rightarrow 2-20 ns). Dans de telles conditions, l'encombrement des étireurs standards, constitués de réseaux de diffraction et d'un système d'imagerie de grandissement $\times 1$ [4] peut devenir rapidement problématique.

C'est ce dernier problème que nous avons étudié pendant le travail de thèse et que nous traiterons dans la suite de ce mémoire.

Les Réseaux de Bragg fibrés : allongeurs de nouvelle génération

Comme solution alternative aux étireurs classiques, nous avons choisi de considérer les Réseaux de Bragg Fibrés (RBF). Ce composant a l'avantage de posséder un encombrement réduit pour un facteur d'étirement conséquent. A titre d'exemple, un réseau de Bragg d'une trentaine de cm permet d'étirer une impulsion de 200 fs à une durée de l'ordre de 1.5 ns (on le démontrera dans la suite). Pour obtenir ce résultat avec un étireur classique, les dimensions sont typiquement de l'ordre de plusieurs mètres.

En plus de l'intérêt des RBF pour des lasers de forte puissance, il est évident que ce composant possède un potentiel indéniable pour les sources compactes destinées aux applications industrielles.

2. on désigne par mosaïque de réseaux la juxtaposition de plusieurs réseaux élémentaires dans le but d'obtenir un réseau effectif de plus grande dimension

Avant d'aller plus loin, il convient de définir les réseaux de Bragg fibrés et de justifier l'intérêt portée sur ce composant.

Qu'est ce qu'un RBF ?

Un RBF est une fibre optique présentant une modulation sinusoidale ou quasi-sinusoidale de l'indice de réfraction suivant l'axe de la fibre. Dans le cas d'une modulation purement sinusoidale, la période est constante; on parle de RBF uniforme. Par contre, pour une modulation quasi-sinusoidale, la période varie le long du RBF; on parle de RBF chirpé.



FIG. 2 – Schéma d'un RBF uniforme

La figure (2) donne le schéma d'un RBF uniforme. La période du RBF est notée Λ . Un RBF a la particularité de réfléchir la longueur d'onde qui vérifie la condition de résonance de Bragg. Pour le RBF uniforme, celle-ci s'obtient par exemple en exigeant la condition d'interférences constructives entre la lumière réfléchié à un premier plan où l'indice est maximal et celle réfléchié au plan suivant. Si on appelle n_{eff} l'indice effectif à la longueur d'onde λ , cette condition s'écrit :

$$2n_{eff}\Lambda = p\lambda \quad (2)$$

où p est un entier positif.

En pratique, la période spatiale Λ correspond à une diffraction d'ordre 1 si bien que la condition de résonance de Bragg devient :

$$\lambda = 2n_{eff}\Lambda \quad (3)$$

Il est à noter que cette condition peut s'obtenir en appliquant le principe de conservation de la quantité de mouvement pour un système isolé. Il est alors nécessaire d'assigner le vecteur d'onde $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ au RBF.

Un RBF uniforme constitue donc un filtre spectral.

Pour obtenir un étireur à partir d'un RBF, il suffit d'introduire une dépendance spatiale de la période Λ avec la coordonnée longitudinale z . De cette façon, les composantes spectrales de l'impulsion injectée dans le RBF seront réfléchies à des positions différentes dans la fibre. On a représenté sur la figure (3) un RBF linéairement chirpé. Il s'agit d'un RBF

dont la période varie linéairement avec la coordonnée z .

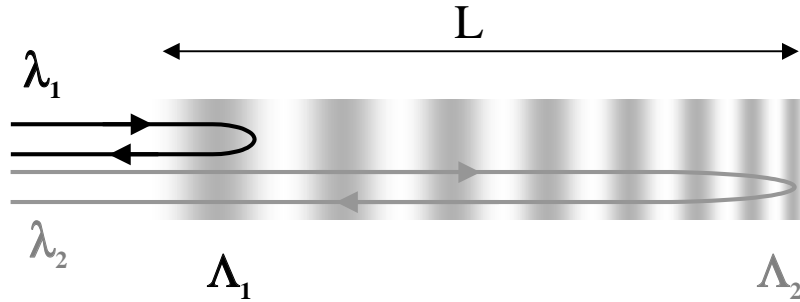


FIG. 3 – Schéma d'un RBF chirpé

La position où chaque longueur d'onde λ est réfléchi est définie par la condition de Bragg (3). La longueur d'onde λ_1 correspondant à la période Λ_1 est réfléchi à l'entrée du RBF tandis que celle correspondant à Λ_2 l'est à la sortie.

Si on appelle L la longueur du RBF, le délai introduit entre les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 est donc $\frac{2n_{eff}L}{c}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide³. Pour fixer les idées, si l'on prend une longueur de 10 cm, un indice effectif de 1.5, le délai introduit entre les longueurs d'onde extrêmes de la bande passante du RBF est donc de 1 ns. Par rapport à un étireur classique à réseaux, il est clair que l'encombrement est très réduit (comparer une dizaine de cm à quelques mètres).

Par ailleurs, le délai est proportionnel à la longueur du RBF et indépendant de λ_1 et λ_2 . Un RBF adapté peut donc potentiellement étirer des impulsions relativement longues à spectre très étroit. Ceci est particulièrement difficile pour les étireurs classiques à réseaux de diffraction.

Inscription des RBF

Dans la section précédente, nous avons présenté une description schématique des RBF. Celle-ci nous a permis d'isoler le type de RBF adapté à notre application (le RBF chirpé). Nous allons donner ici dans les grandes lignes les méthodes de fabrication utilisées pour ce composant.

Depuis la première observation de la photosensibilité dans une fibre dopée germanium en 1978 [5], les RBF ont connu un essor considérable, en partie grâce aux applications dans les télécommunications. Citons par exemple la compensation de la dispersion induite par la propagation dans une fibre avec des RBF chirpés (voir figure (4)) ou l'utilisation de RBF uniformes comme filtre spectral pour le multiplexage ou démultiplexage en longueur

3. on a négligé ici explicitement la dépendance de l'indice effectif avec la longueur d'onde

d'onde ...

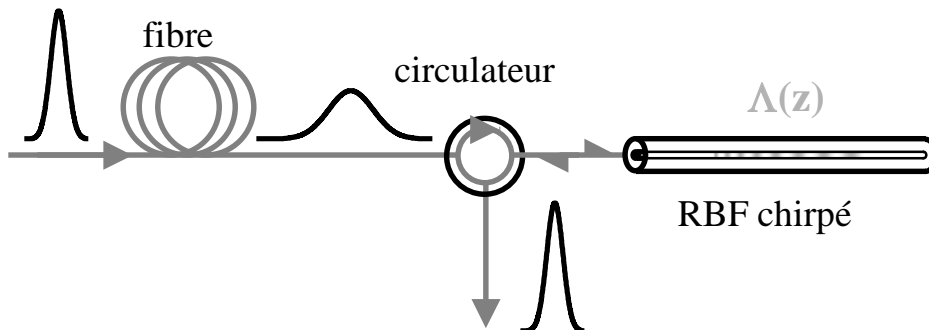


FIG. 4 – Compensation de la dispersion d'une fibre avec un RBF

Un RBF est inscrit par exposition du cœur de la fibre dans un champ d'interférences de deux faisceaux UV (voir figure (5)).

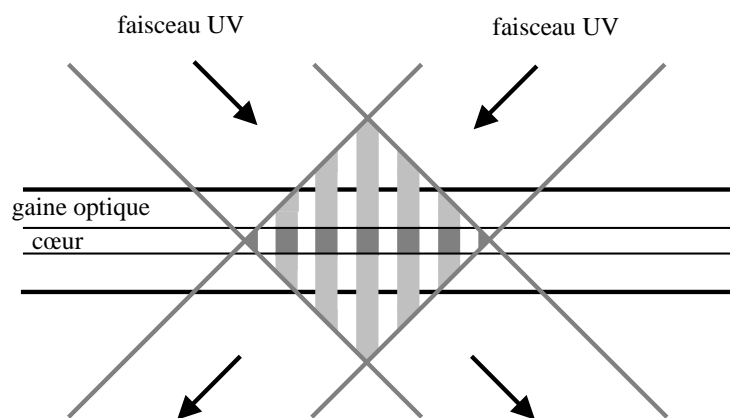


FIG. 5 – Exposition d'une fibre dans un champ d'interférences de 2 faisceaux UV

Suivant le type de fibre utilisé (nature et concentration des dopants) et les conditions d'insolation, l'amplitude de la modulation d'indice varie typiquement entre 10^{-6} et 10^{-2} . La photosensibilité d'une fibre est justement sa sensibilité au faisceau UV. Même s'il existe d'autres atomes qui manifestent des propriétés de photosensibilité dans la silice, le plus répandu est le germanium. On utilise donc généralement des fibres dopées germanium pour l'inscription de RBF.

Depuis 1978, les méthodes d'inscription des RBF n'ont cessé de s'améliorer pour permettre aujourd'hui l'inscription de structures complexes tel qu'un RBF apportant une phase spectrale purement cubique [6].

On peut classer les techniques d'inscription suivant trois catégories [7] :

- l'écriture interne : c'est celle qui est à l'origine de la découverte de la photosensibilité par Hill et al en 1978. C'est en fait l'interférence entre un faisceau argon continu (longueur d'onde de 488 nm) injectée dans la fibre et la réflexion de Fresnel sur la face de sortie de la fibre de ce même faisceau qui est à l'origine de la formation d'un réseau d'indice. Il s'agit en plus d'un processus d'absorption multi-photonique (car l'inscription est effectuée habituellement dans l'UV). Cette technique n'est plus utilisée de nos jours pour deux raisons essentielles : les RBF inscrits ont une réflectivité faible et la longueur d'onde de résonance n'est accordable que dans de très faibles proportions (il faut pour cela étirer la fibre pendant l'inscription).
- les méthodes holographiques : contrairement à la méthode précédente, il s'agit d'une technique d'écriture externe. On insole transversalement le cœur de la fibre à inscrire.

La figure (6) présente les deux techniques utilisées pour obtenir la figure d'interférences :

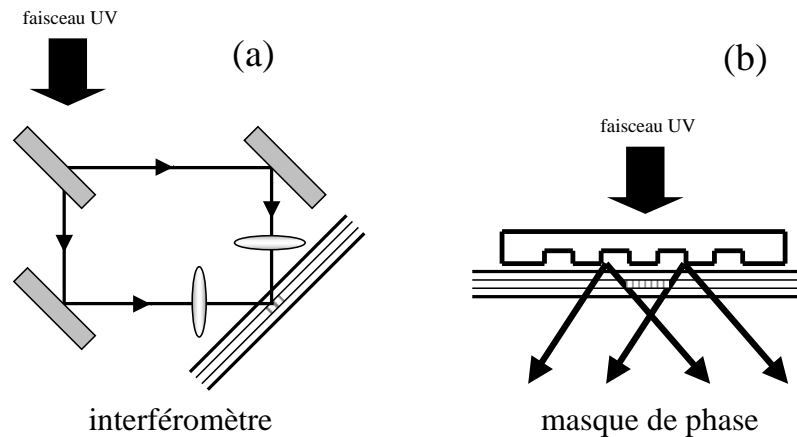


FIG. 6 – Méthodes d'inscription holographiques :

(a) : avec un interféromètre, (b) : avec un masque de phase

on peut employer soit un interféromètre soit un masque de phase. L'avantage de l'interféromètre réside dans l'accordabilité de la période d'inscription. Il suffit en effet de modifier l'angle entre les deux bras pour changer l'interfrange de la figure d'interférence. Par contre, il est plus sensible aux perturbations externes. L'emploi d'un masque de phase permet de bénéficier d'une très bonne reproductibilité de

l'inscription. Cependant, l'accordabilité est réduite.

- la fabrication point par point : cette méthode consiste à inscrire le réseau de Bragg période par période. On utilise pour cela une fente derrière un masque de phase qui permet de ne sélectionner qu'une partie de la figure d'interférences. Cette partie est imagée au niveau du cœur de la fibre. Néanmoins, cette méthode n'est pas utilisable pour les RBF en réflexion utilisés car la période est trop petite (pour une longueur d'onde de travail à 1053 nm, la période est typiquement 363 nm).

Les méthodes employées pour l'inscription de RBF adaptés appartiennent donc à la deuxième catégorie.

Pour fabriquer un RBF chirpé, il existe plusieurs procédés évolués (nous renvoyons le lecteur intéressé aux références suivantes [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]; évidemment, la liste n'est pas exhaustive). Dans ce manuscrit, nous allons décrire brièvement la méthode qui a été utilisée pour inscrire nos RBF. Cette méthode correspond à la référence [15].

La figure d'interférences est générée avec un interféromètre ce qui permet la modification de la période. Le principe est d'inscrire successivement des RBF élémentaires uniformes. La taille des RBF élémentaires est donnée par celle de la figure d'interférences. Typiquement, elle est de l'ordre de 100 μm . Cela implique que chaque section comporte à peu près 350 périodes. D'un RBF élémentaire à l'autre, le déplacement est de une période locale. Pour un RBF de 30 cm, le nombre de points d'échantillonnage est de l'ordre de 800000. De ce point de vue, on peut dire que le RBF est quasi-continu. Cependant, la période locale ne varie pas à tous les pas pour de tels RBF. La résolution sur la valeur relative de la période donnée par le fabricant se situe autour de 0.1 pm. On voit qu'il est impératif de contrôler très précisément la position de la fibre par rapport à la figure d'interférences. On utilise pour cela un second interféromètre qui permet un contrôle en temps réel. La précision théorique est de 0.6 nm.

Nous ne rentrerons pas davantage dans les détails de cette technique. Mais à travers cette description simple, on peut déjà prendre conscience de la précision nécessaire et des multiples contraintes à maîtriser pour fabriquer un RBF.

Avantages des RBF

Nous avons désormais une idée plus précise de ce qu'est un RBF.

Pour notre application, il est indéniable qu'il possède plusieurs avantages :

- le premier concerne sa compacité par rapport à un étireur classique. C'est l'aspect qui nous intéresse le plus pour l'étirement d'impulsions courtes. Cette propriété a déjà été exploitée en incorporant les RBF dans des sources CPA entièrement fibrées à 1.5 μm (voir par exemple [16, 17, 18]).
- contrairement aux étireurs standards à réseaux de diffraction, on peut facilement

étirer avec un RBF des impulsions à spectre étroit (puisque la durée de l'impulsion étirée ne dépend que de la longueur du RBF).

- le RBF a le potentiel de fournir à priori n'importe quelle réponse spectrale physiquement réalisable. Il faut pour cela déterminer ses paramètres correspondants par un algorithme de calcul inverse :
à partir de la réponse spectrale, on calcule les paramètres physiques du RBF.
- le RBF est relativement simple à aligner, il ne requiert pas le réglage complexe de divers paramètres (comme c'est le cas pour un étireur classique).
- enfin, il est potentiellement économique (la condition est de susciter chez les fabricants un intérêt pour ce composant dans la plage spectrale considérée ici).

Les Réseaux de Bragg fibrés pour l'étirement d'impulsions courtes

Nous venons de voir que les RBF sont d'un intérêt certain pour notre application. Dans ce manuscrit, nous allons nous attacher à étudier aussi bien théoriquement qu'expérimentalement les RBF dans cette optique.

Ainsi, après un bref rappel des notions élémentaires pour décrire une impulsion courte, nous débuterons notre étude par une modélisation complète de ce composant. Le but étant de se familiariser avec les propriétés des RBF. Nous poursuivrons par l'étude du problème inverse. Cela consiste à déterminer les paramètres physiques du RBF pour une réponse spectrale choisie. Il sera alors possible de dimensionner des RBF simulant un étireur classique.

Nous passerons ensuite à l'étude expérimentale des RBF. L'impulsion réfléchie et étirée sera caractérisée de façon précise. Il sera possible de confronter les propriétés des RBF réels par rapport aux RBF idéaux. Nous terminerons cette partie expérimentale par l'étude la plus importante :

la recompression d'impulsions étirées avec un RBF. L'impulsion comprimée sera complètement caractérisée. Il sera possible d'évaluer les performances de ce composant pour l'étirement d'impulsions courtes.

Enfin, une conclusion rappelant les principaux résultats sera donnée et les perspectives sur ce travail seront présentées.

Chapitre 1

Propagation d'impulsions courtes dans les réseaux de Bragg fibrés

Ce chapitre a pour but de présenter les propriétés d'une impulsion réfléchiée par un RBF chirpé. Il sera donc nécessaire de donner les bases d'un modèle adapté : la théorie des ondes couplées.

Dans le premier paragraphe, nous introduisons les outils mathématiques relatifs à la description d'une impulsion courte. Nous poursuivons par quelques rappels sur les fibres optiques. Les équations couplées gouvernant l'interaction des impulsions transmises et réfléchiées sont ensuite données (la dérivation de ces dernières est effectuée dans l'annexe B). Ce formalisme présenté, on pourra s'intéresser aux propriétés des impulsions étirées avec des RBF chirpés dans un cadre général.

1.1 Description mathématique d'une impulsion courte

1.1.1 Champ électrique d'une impulsion courte et notion de composante spectrale

La variable pertinente pour décrire la lumière dans le cadre de l'interaction laser-matière est le champ électrique. Pour les impulsions courtes considérées ici (100 fs-1 ps), on utilise la description des ondes quasi-monochromatiques [19]. En considérant que l'impulsion se propage suivant z , le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \{ \vec{A}(\vec{r}, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + cc \} \quad (1.1)$$

- A est l'enveloppe lentement variable à l'échelle de la longueur, elle détermine la durée de l'impulsion.
- ω_0 est la pulsation centrale du champ électrique (porteuse), elle est inversement proportionnelle à la période optique T_0 :

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (1.2)$$

- k_0 est le vecteur d'onde correspondant à ω_0 , ces deux quantités sont liées par la relation de dispersion :

$$k_0 = n(\omega_0) \frac{\omega_0}{c} = n_0 \frac{\omega_0}{c} = n_0 \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (1.3)$$

où λ_0 est la longueur d'onde correspondant à la fréquence ω_0 dans le vide et n_0 est l'indice de réfraction à la fréquence ω_0 , il caractérise la réponse de la matière.

- cc désigne complexe conjugué.

A titre d'exemple, on a tracé sur la figure (1.1) la forme du champ électrique en un point de l'espace donné pour une enveloppe gaussienne (il est à noter qu'il s'agit simplement d'une figure illustrative qui ne correspond pas à une réalité physique pour les grandeurs caractéristiques du champ).

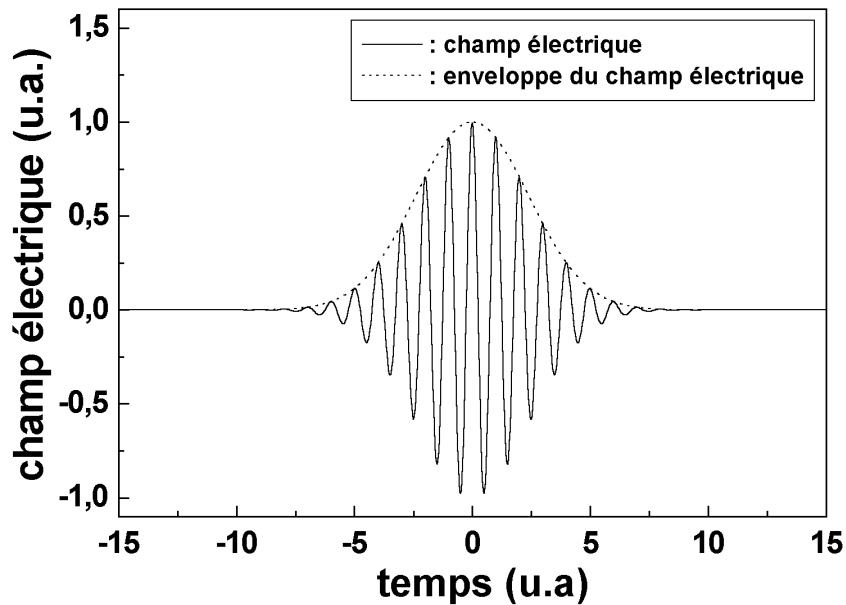


FIG. 1.1 – Champ électrique dans le cas d'une enveloppe gaussienne (les unités sont arbitraires et n'ont pas de réalité physique)

En pratique, les impulsions que nous considérons ont une longueur d'onde centrale dans le vide λ_0 autour de 1053 nm, cela correspond à une période optique T_0 de 3.5 fs. Les appareils de mesure sont sensibles au carré du module du champ électrique (ce sont des détecteurs quadratiques). Compte tenu de la valeur typique de T_0 , l'intensité mesurée par les détecteurs classiques est moyennée sur un temps grand devant la période optique. Avec

1.1. Description mathématique d'une impulsion courte

l'expression (1.1) du champ électrique, elle s'écrit:

$$I(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 n_0 c |A(\vec{r}, t)|^2 \text{ en W/m}^2 \quad (1.4)$$

où ε_0 est la permittivité du vide.

En intégrant (1.4) sur l'extension spatiale du faisceau et sur la durée de l'impulsion, on obtient l'énergie de l'impulsion en joules (J).

A ce stade, nous savons donc comment caractériser une impulsion courte dans le domaine temporel. Nous allons désormais introduire la description dans le domaine spectral qui est l'espace dual du domaine temporel.

D'un point de vue mathématique, toute fonction suffisamment régulière (ce qui est le cas en physique) dont la valeur absolue tend vers 0 en $\pm\infty$ admet une transformée de Fourier (TF). Il est donc possible de définir la TF de $E(\vec{r}, t)$ par rapport à la variable temporelle. Il existe plusieurs conventions pour définir la transformée de Fourier (elles donnent évidemment toutes le même résultat physique). La définition que l'on adopte est la suivante :

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt \quad (1.5)$$

$\tilde{E}(\vec{r}, \omega)$ représente le poids de chaque composante spectrale ω dans le signal d'origine $E(\vec{r}, t)$.

Réciproquement, on peut reconstruire le champ électrique dans le domaine temporel par une sommation continue de ses fréquences pondérées par la fonction \tilde{E} (synthèse de Fourier) :

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.6)$$

D'un point de vue plus concret, la transformée de Fourier du champ électrique joue un rôle essentiel en optique car dans la plupart des cas, il est bien plus aisé de décrire la réponse d'un composant par sa réponse en fréquence.

Prenons l'exemple du spectromètre, il s'agit d'un appareil qui mesure la densité spectrale du champ électrique. Sans rentrer dans les détails, le composant de base de cet appareil est un réseau de diffraction; celui-ci sépare spatialement les fréquences du champ à analyser (voir figure (1.2)). Il est donc caractérisé par une dispersion angulaire $\theta(\omega)$. Avec un détecteur tel qu'une caméra CCD, il est alors possible de mesurer la quantité $|\tilde{E}(\omega)|^2$. En utilisant (1.1) pour définir le champ électrique, sa TF s'écrit :

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\vec{r}, \omega) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\vec{r}, t) e^{i[k_0 z + (\omega - \omega_0)t]} d\omega + cc \\ &= \frac{1}{2} \tilde{A}(\vec{r}, \omega - \omega_0) e^{i k_0 z} + cc \end{aligned} \quad (1.7)$$

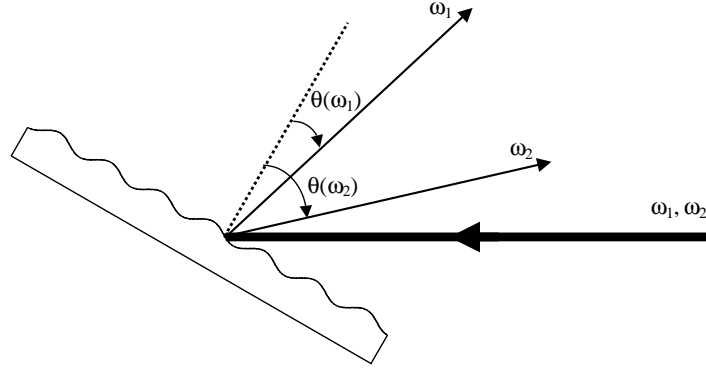


FIG. 1.2 – Dispersion angulaire d'un réseau de diffraction

La TF de l'enveloppe A étant un nombre complexe, on peut écrire :

$$\tilde{A}(\vec{r}, \omega) = \left| \tilde{A}(\vec{r}, \omega) \right| e^{i\varphi(\omega)} \quad (1.8)$$

$\left| \tilde{A}(\vec{r}, \omega) \right|$ et $\varphi(\omega)$ sont respectivement l'amplitude et la phase spectrale de $A(t)$.

Signalons pour terminer cette sous-section que la description adoptée en (1.1) pour décrire le champ électrique revient à isoler la partie lentement variable à l'échelle de la longueur d'onde λ_0 et à se placer dans les conditions telles que :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1 \quad (1.9)$$

où $\Delta\omega$ est la largeur spectrale en intensité de l'impulsion.

1.1.2 Développement de la phase spectrale, influence des différents termes sur le profil temporel

La phase spectrale est très importante dans la physique des impulsions courtes car c'est elle qui va déterminer de façon prépondérante le profil temporel de l'impulsion. Lors de l'amplification par dérive de fréquences [3], c'est une modification de la phase spectrale de l'impulsion de départ qui est à l'origine de l'étirement temporel.

D'ordinaire, il est d'usage de séparer les effets des ordres successifs de la phase spectrale. On développe donc la phase spectrale en série de Taylor autour de la fréquence centrale ω_0 :

$$\begin{aligned} \varphi(\omega - \omega_0) = & \varphi(\omega_0) + \varphi^{(1)}(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\varphi^{(2)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \\ & \frac{1}{3!}\varphi^{(3)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{4!}\varphi^{(4)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^4 + \dots \end{aligned} \quad (1.10)$$

1.1. Description mathématique d'une impulsion courte

$\varphi^{(n)}(\omega_0)$ désigne la dérivée à l'ordre n de φ en ω_0 . Pour simplifier, dans toute la suite, on notera $\varphi^{(n)}(\omega_0) = \varphi_n$.

A partir de la phase, on définit le délai de groupe $T(\omega)$:

$$T(\omega - \omega_0) = \frac{d\varphi}{d\omega} = \varphi_1 + \varphi_2(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\varphi_3(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!}\varphi_4(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.11)$$

T est la variation instantanée de la phase avec la fréquence.

Physiquement, $T(\omega)$ est une mesure du retard relatif entre les fréquences; toutefois, on verra que cette interprétation n'est possible que sous certaines conditions qui permettent de définir une relation entre le temps et la fréquence.

Avec le développement (1.10) de la phase, la recombinaison linéaire des composantes spectrales donne :

$$\begin{aligned} A(\vec{r}, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \tilde{A}(\vec{r}, \Omega) \right| e^{-i(\Omega t - \varphi(\Omega))} d\Omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \tilde{A}(\vec{r}, \Omega) \right| e^{-i\Omega t} e^{i(\varphi_0 + \varphi_1\Omega + \dots)} d\Omega \end{aligned} \quad (1.12)$$

avec $\Omega = \omega - \omega_0$.

Chaque terme du développement (1.10) possède une signature dans le domaine temporel :

Terme d'ordre 0

φ_0 est simplement la phase de la porteuse qui oscille à ω_0 , elle va déterminer l'instant où le champ électrique (1.1) atteint sa valeur crête. La situation la plus favorable est que le maximum de l'enveloppe corresponde à un maximum de la porteuse. On se rend compte facilement que ce terme aura simplement de l'importance pour les impulsions ultra-courtes ne comprenant que quelques périodes optiques (rappelons qu'à 1053 nm, la période optique est de 3.5 fs). C'est pour cette raison que des techniques de mesure de la phase absolue se sont développées avec la généralisation des sources ultra-courtes [20, 21]. Néanmoins, pour les durées nous concernant (quelques centaines de femtosecondes), le rapport durée de l'enveloppe-période optique devient suffisamment grand pour négliger l'effet du φ_0 (il n'est d'ailleurs plus observable expérimentalement).

Terme d'ordre 1

Le terme φ_1 conduit à une translation dans le domaine temporel. Pour s'en convaincre, écrivons :

$$\begin{aligned}
 A(\vec{r}, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \tilde{A}(\vec{r}, \Omega) \right| e^{-i(\Omega t - \varphi_1 \Omega)} d\Omega \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \tilde{A}(\vec{r}, \Omega) \right| e^{-i\Omega(t - \varphi_1)} d\Omega \\
 &= A(\vec{r}, t - \varphi_1)
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

En toute généralité, la phase spectrale dépend du milieu traversé par l'impulsion courte; pour une propagation d'une distance physique z dans un milieu caractérisé par l'indice $n(\omega)$, elle s'écrit :

$$\varphi(\omega) = k(\omega)z = n(\omega) \frac{\omega}{c} z \tag{1.14}$$

$k(\omega)$ est le vecteur d'onde dans le milieu.

Le terme φ_1 s'écrit donc simplement :

$$\varphi_1 = k_1 z \tag{1.15}$$

où k_1 est la dérivée première de k par rapport à ω .

L'enveloppe $A(\vec{r}, t - \varphi_1)$ de l'équation (1.13) peut donc se réécrire $A(\vec{r}, t - k_1 z)$ ou encore $A\left(\vec{r}, t - \frac{z}{v_g}\right)$ avec :

$$v_g = \frac{1}{k_1} \tag{1.16}$$

v_g est la vitesse de groupe, c'est la vitesse de propagation de l'enveloppe.

La dérivée de k s'exprime simplement en fonction de l'indice du milieu :

$$k_1 = \frac{1}{c} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \tag{1.17}$$

Terme d'ordre 2

Le terme φ_2 contribue à l'élargissement de la durée de l'impulsion.

Pour le justifier, nous allons le démontrer dans le cas particulier de l'impulsion gaussienne. Dans cette situation, il est possible de mener les calculs analytiquement jusqu'au bout. On peut alors introduire les propriétés d'une impulsion chirpée. Les résultats obtenus sont tout à fait généralisables au cas d'impulsions avec un profil qualitativement semblable.

Considérons une impulsion gaussienne caractérisée en un point de l'espace par son rayon vecteur \vec{r} , l'impulsion possède une enveloppe de la forme :

$$A(t) = \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_0} \right)^2 \right] \tag{1.18}$$

1.1. Description mathématique d'une impulsion courte

où τ_0 est la largeur totale à mi-hauteur en intensité (LTMH).

L'amplitude spectrale se calcule simplement à partir (1.5) :

$$\tilde{A}(\Omega) = \tau_0 \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln 2}} \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{\Omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \quad (1.19)$$

avec :

$$\Delta\omega\tau_0 = 4 \ln 2 \quad (1.20)$$

$\Delta\omega$ est la LTMH en intensité de la densité spectrale. La relation (1.20) montre qu'elle est inversement proportionnelle à la durée τ_0 , c'est un résultat tout à fait général qui est une propriété de la transformée de Fourier.

Par anticipation, l'égalité (1.20) n'est vérifiée que quand la phase $\varphi(\omega)$ est une fonction linéaire de ω :

l'impulsion est alors dite limitée par transformée de Fourier (Fourier Transform).

Quand des termes supérieurs à l'ordre 1 sont non nuls dans le développement (1.10), l'enveloppe est déformée ce qui conduit à un élargissement de sa durée. (1.20) se transforme alors en inégalité si bien que de façon générale, on a :

$$\Delta\omega\tau_0 \geq C \quad (1.21)$$

où C est une constante dépendant de la forme de l'impulsion (conférer (tab.1.1)).

	$I(t)$	produit $\Delta\omega\tau_0$
gaussienne	$e^{-4 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2}$	4 ln 2
sécante hyperbolique	$\frac{1}{\cosh^2\left(\alpha \frac{t}{\tau_0}\right)}$ avec $\alpha = 2 \ln(1 + \sqrt{2})$	1.977
créneau	1 si $-\frac{\tau_0}{2} \leq t \leq \frac{\tau_0}{2}$ 0 ailleurs	5.566

TAB. 1.1 – Exemples de produits $\Delta\omega\tau_0$ pour quelques fonctions

En incluant un terme de phase quadratique à (1.19), l'amplitude spectrale s'écrit :

$$\tilde{A}(\Omega) = \tau_0 \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln 2}} \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{\Omega}{\Delta\omega} \right)^2 + i \frac{\varphi_2}{2} \Omega^2 \right] \quad (1.22)$$

Le calcul de la TF inverse donne :

$$A(t) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varphi_2 \Delta\omega^2}{4 \ln 2}}} \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \right] \exp \left[-i \frac{\varphi_2}{8} \left(\frac{\Delta\omega^2}{2 \ln 2} \right)^2 \frac{t^2}{1 + \left(\frac{\varphi_2 \Delta\omega^2}{4 \ln 2} \right)^2} \right] \quad (1.23)$$

où on a utilisé (1.20) et la nouvelle LTMH en intensité τ est :

$$\begin{aligned}
 \tau &= \tau_0 \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{\varphi_2}{\tau_0}\right)^2} \\
 &= \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\varphi_2 \Delta \omega^2}{4 \ln 2}\right)^2} \\
 &= \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\varphi_2 \Delta \omega}{\tau_0}\right)^2}
 \end{aligned} \tag{1.24}$$

L'impulsion s'est donc élargie.

En passant au champ électrique avec (1.1), son terme de phase est devenu :

$$\psi(t) = \omega_0 t + \frac{\varphi_2}{8} \left(\frac{\Delta \omega^2}{2 \ln 2}\right)^2 \frac{t^2}{1 + \left(\frac{\varphi_2 \Delta \omega^2}{4 \ln 2}\right)^2} \tag{1.25}$$

A la limite d'une forte dérive en fréquences, ce qui se traduit mathématiquement par l'inégalité :

$$\varphi_2 \Delta \omega^2 \gg 1 \tag{1.26}$$

(1.25) donne :

$$\psi(t) = \omega_0 t + \frac{t^2}{2\varphi_2} \tag{1.27}$$

On définit la fréquence instantanée par :

$$\omega(t) = \frac{d\psi}{dt} \tag{1.28}$$

ce qui donne dans notre cas :

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{\varphi_2}{4} \left(\frac{\Delta \omega^2}{2 \ln 2}\right)^2 \frac{t}{1 + \left(\frac{\varphi_2 \Delta \omega^2}{4 \ln 2}\right)^2} \tag{1.29}$$

la fréquence instantanée varie donc à l'intérieur de l'enveloppe du champ : on dit qu'il y a dérive de fréquences (voir figure (1.3)).

Si on considère à nouveau la limite forte dérive en fréquences, on obtient :

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{t}{\varphi_2} \tag{1.30}$$

cette relation est équivalente à (1.11) en ne considérant que le terme quadratique. En réalité, l'interprétation du délai de groupe donnée plus haut n'est strictement valable que pour les impulsions à forte dérive de fréquences (théorème de la phase stationnaire [22]);

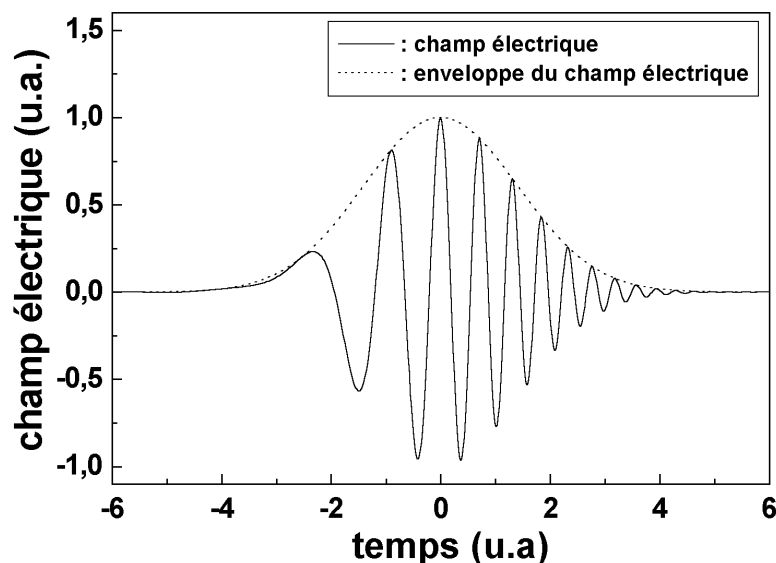


FIG. 1.3 – *Champ électrique dans le cas d'une impulsion gaussienne avec une phase quadratique (les unités sont arbitraires et n'ont pas de réalité physique)*

dans ce cas, on peut définir une relation univoque entre le temps et la fréquence.

On peut quantifier l'allongement en définissant le facteur d'étirement F :

$$F = \frac{\tau}{\tau_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{\varphi_2 \Delta\omega}{\tau_0}\right)^2} \quad (1.31)$$

(1.31) indique que l'effet du terme quadratique sera d'autant plus important que l'impulsion sera courte ou de façon équivalente que son spectre sera large.

A la limite d'une impulsion fortement chirpée (à forte dérive de fréquences), on trouve :

$$\tau = \varphi_2 \Delta\omega \quad (1.32)$$

à nouveau, c'est le résultat attendu par (1.11).

Pour notre étude, les résultats obtenus à la limite forte dérive en fréquences peuvent être utilisés en très bonne approximation car les facteurs d'étirements considérés sont très importants (supérieurs à 1000).

Le résultat précédent peut être démontré dans un cadre plus général que celui d'une impulsion gaussienne. En effet, lorsque l'on est dans la situation où (1.26) est vérifiée, on montre que le champ électrique possédant une phase quadratique dans le domaine spectral s'écrit dans le domaine temporel [23] :

$$E(t) \propto \cos\left(\omega_0 t + \frac{t^2}{2\varphi_2}\right) \tilde{A}\left(\omega_0 + \frac{t}{\varphi_2}\right) \quad (1.33)$$

Terme d'ordre trois

Le terme φ_3 entraîne une dissymétrie au niveau de la forme de l'impulsion par l'apparition de post ou pré-impulsions suivant son signe. Même si la relation (1.11) reliant le temps aux fréquences n'est strictement valable que sous l'approximation de la phase stationnaire (ce qui revient à la condition (1.26) pour les impulsions avec un terme de phase quadratique), on peut l'utiliser pour interpréter l'effet du φ_3 .

Pour cela, considérons que seul le terme cubique est non nul, on obtient alors :

$$T(\omega) = \frac{1}{2}\varphi_3(\omega - \omega_0)^2$$

On voit donc que les fréquences sont concentrées aux temps positifs ou négatifs suivant le signe de φ_3 . Sur la figure (1.4), est représenté le profil temporel d'une impulsion initialement gaussienne, avec une LTMH en intensité de 200 fs et un terme de phase cubique égal à 10^7 fs³. On s'aperçoit effectivement que l'impulsion possède des rebonds aux temps positifs ce qui provoque une dissymétrie et une diminution du contraste¹. Il est à noter que le champ avec un terme de phase cubique peut s'exprimer dans le domaine temporel à l'aide d'une fonction d'Airy [24].

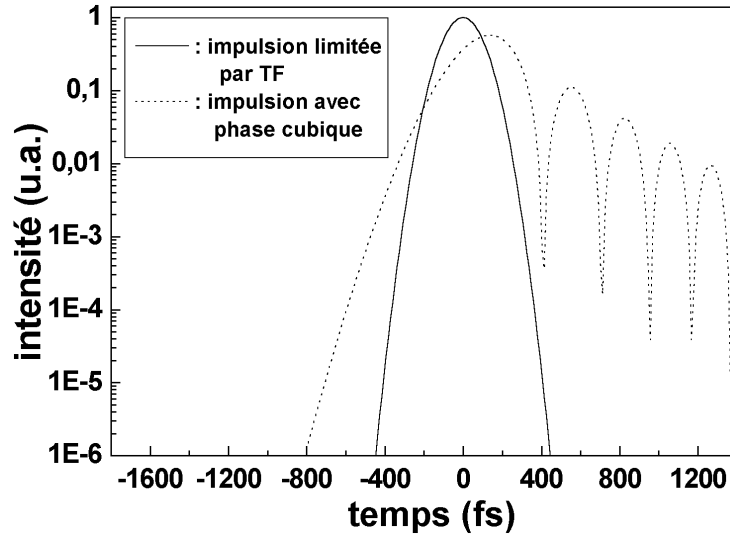


FIG. 1.4 – Influence du terme d'ordre 3 sur le profil temporel (les courbes sont normalisées par rapport à l'impulsion limitée par TF)

1. le contraste est par définition le rapport entre le maximum principal et le plus grand maximum secondaire

Terme d'ordre quatre

Le terme φ_4 provoque l'apparition d'un piédestal. De la même façon que précédemment, on peut utiliser la relation (1.11) avec le seul terme d'ordre 4 non nul :

$$T(\omega) = \frac{1}{6}\varphi_4(\omega - \omega_0)^3$$

cette expression indique que les fréquences sont réparties de façon symétrique autour de $t=0$ aux temps plus longs que dans la situation où l'impulsion est limitée par TF . La figure (1.5) montre l'effet de ce terme pour $\varphi_4 = 10^9 \text{ fs}^4$ sur une impulsion gaussienne de LTMH en intensité de 200 fs.

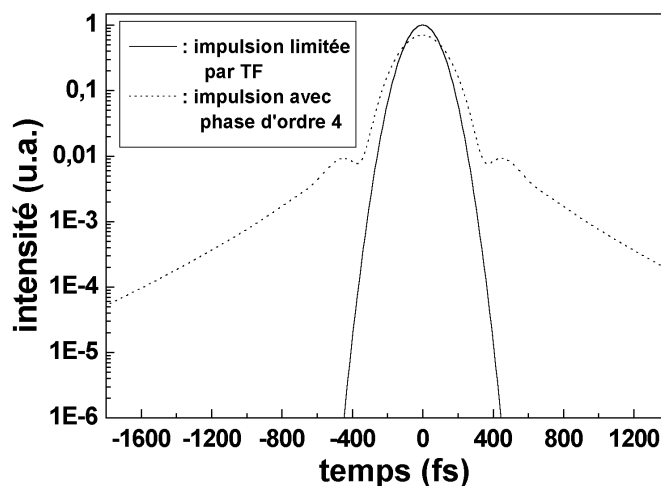


FIG. 1.5 – Influence du terme d'ordre 4 sur le profil temporel (les courbes sont normalisées par rapport à l'impulsion limitée par TF)

Ordres supérieurs

De même, les ordres supérieurs conduisent à la déformation du profil temporel de l'impulsion.

1.1.3 Origines de la dispersion

La phase d'une composante spectrale se propageant sur une distance z s'écrit :

$$\varphi(\omega) = k(\omega)z(\omega) = \frac{n(\omega)}{c}z(\omega)\omega \quad (1.34)$$

où n est l'indice de réfraction (ou l'indice effectif dans le cas d'une fibre) à cette fréquence.

La relation (1.34) montre les origines de la dispersion [25]:

- la première provient du fait que la réponse de la matière dépend de la fréquence : l'indice dépend de ω , c'est la **dispersion matérielle**
- la deuxième est due au fait que le chemin physique z dépend de la longueur d'onde. Cette dépendance peut provenir soit d'une dispersion angulaire des fréquences : c'est la **dispersion géométrique**²; soit d'un trajet dans un milieu périodique : c'est la **dispersion par interférences**³.

1.2 Rappels sur la propagation linéaire d'impulsions dans une fibre optique

1.2.1 Généralités sur les fibres

Une fibre optique est composée d'un cœur de rayon a et d'une gaine optique (le cladding) de rayon b (pour les fibres usuelles, $2b=125 \mu\text{m}$) (voir figure (1.6)).

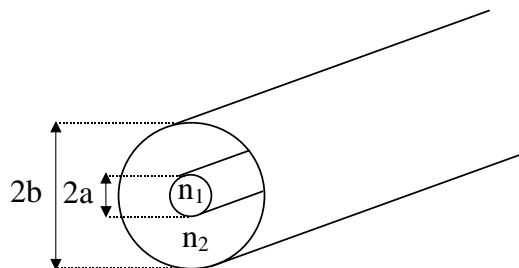


FIG. 1.6 – Schéma d'une fibre optique

En pratique, la fibre est protégée par une gaine mécanique supplémentaire. Le cœur et la gaine optique sont à base de silice mais leur constitution diffère par la présence de dopants dans des proportions différentes.

La lumière ne peut être guidée dans la fibre que si l'indice du cœur est supérieur à celui du cladding⁴.

2. c'est la base même des étireurs et compresseurs actuels

3. il s'agit par exemple du principe de la dispersion apportée par un RBF chirpé [26]

4. pour s'en convaincre, on peut évoquer le phénomène de réflexion totale d'un rayon lumineux à l'interface de 2 milieux : celui-ci ne peut avoir lieu que si l'indice du milieu dans lequel se propage la lumière est supérieur à celui du deuxième milieu

1.2. Rappels sur la propagation linéaire d'impulsions dans une fibre optique

Pour une fibre à profil simple, la dépendance de l'indice par rapport à la coordonnée radiale peut s'écrire :

$$n^2(r) = \begin{cases} n_1^2 \left[1 - 2N\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^q \right], & r \leq a; \\ n_2^2, & r > a. \end{cases} \quad (1.35)$$

– Δ est le saut d'indice :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (1.36)$$

– N est le paramètre de forme :

$$N = \frac{n_1 - n_a}{n_1 - n_2} \quad (1.37)$$

où n_a est une caractéristique du profil

– q est l'exposant du profil

A partir de là, on peut définir deux types de fibres (voir figure (1.7)) :

- les fibres à saut d'indice où n est constant dans le coeur, cela correspond à $N=0$ dans la définition (1.35)
- les fibres à gradient d'indice où n dépend de r dans le coeur

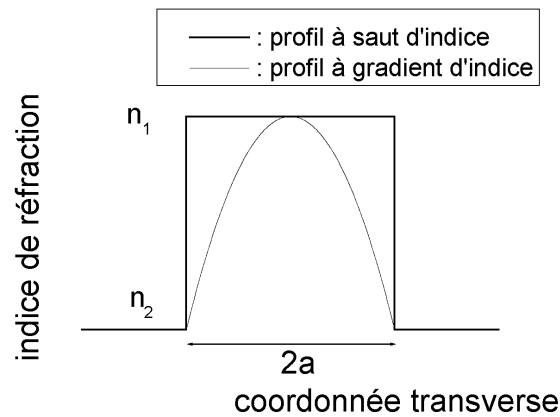


FIG. 1.7 – Profil transverse de l'indice de réfraction

La propagation linéaire dans une fibre optique nécessite la résolution des équations de Maxwell lorsque la nature ondulatoire de la lumière se manifeste, sinon l'approche géométrique en terme de rayons optiques suffit.

Pour déterminer le domaine de validité de l'optique géométrique, on introduit le paramètre V (fréquence normalisée) défini par [27] :

$$V = ka\sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda}\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.38)$$

Lorsque $V \gg 1$, on peut l'utiliser, mais lorsque ce n'est plus le cas, il faut utiliser le traitement complet de la théorie électromagnétique.

1.2.2 Résultat du traitement électromagnétique du problème

Le traitement électromagnétique repose sur les équations de Maxwell et les relations constitutives du milieu considéré. Celles-ci sont données dans l'annexe A avec la dérivation de l'équation de Helmholtz sous les hypothèses suivantes :

- on considère des fibres avec des gradients d'indice faibles à l'échelle de la longueur d'onde dans le coeur et le cladding
- la fibre est supposée isotrope

A partir de l'équation de Helmholtz, on peut alors calculer les caractéristiques des modes propres du guide d'ondes.

La résolution du problème de la propagation linéaire d'une impulsion courte consiste donc à déterminer les modes propres de la fibre et à décomposer le champ électrique initial sur la base de ces modes.

Si l'on écrit l'amplitude spectrale du mode j sous la forme suivante :

$$\tilde{E}_j(x,y,z,\omega) = \tilde{T}_j(x,y,\omega)e^{i\beta_j(\omega)z} \quad (1.39)$$

le problème revient à déterminer la constante de propagation β_j et le profil transverse T_j à la fréquence ω . Pour le mode j , on définit l'indice effectif par la relation de dispersion :

$$\beta_j(\omega) = n_{eff,j}(\omega)\frac{\omega}{c} \quad (1.40)$$

Il est à noter que l'indice effectif $n_{eff,j}$ à la fréquence ω est différent de l'indice de réfraction n dans le coeur. En particulier, la fibre possède trois contributions pour ses propriétés de dispersion :

- la dispersion modale : chaque mode se propage à une vitesse différente dans la fibre
- la dispersion chromatique du matériau de la fibre
- la dispersion du guide d'ondes qui dépend de ses caractéristiques physiques

Il existe deux types de modes :

- les modes guidés dans le coeur, ils forment un ensemble discret. Si k est le vecteur d'onde dans le vide, alors la constante de propagation est telle que :

$$n_2k \leq \beta_j \leq n_1k \quad (1.41)$$

1.3. Modélisation de la propagation d'impulsions courtes dans un RBF chirpé

- les modes radiatifs non guidés, ils sont réfractés vers l'extérieur de la fibre et forment un continuum. Ils vérifient la condition :

$$0 \leq \beta_j \leq n_2 k \quad (1.42)$$

Les deux types de mode précédents se calculent en supposant une gaine optique de rayon infini. Mais en pratique, celle-ci possède un rayon bien fini. Le calcul précédent néglige donc l'effet du milieu environnant. Or, si l'on considère le cas de réseaux de Bragg inscrits dans une fibre, le milieu entourant le cladding est l'air puisque pour inscrire un RBF, il faut dénuder la fibre. Dans une situation similaire (cas où l'indice du milieu environnant est plus petit que celui du cladding), il existe un ensemble discret de modes guidés dans la gaine [28]. Nous signalons la présence de ces modes car ils peuvent introduire des pertes supplémentaires avec des RBF chirpés⁵.

La figure (1.8) récapitule les divers modes d'une fibre.

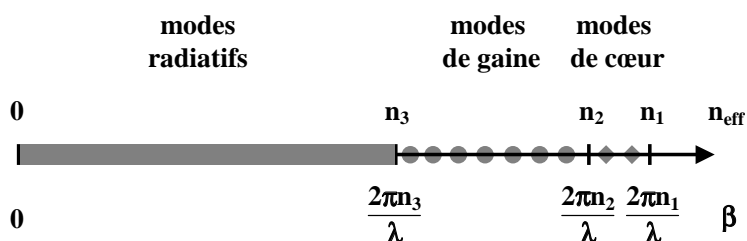


FIG. 1.8 – Caractéristiques des modes d'une fibre optique

1.3 Modélisation de la propagation d'impulsions courtes dans un RBF chirpé

Le paragraphe précédent nous a appris qu'une fibre optique simple possédait des modes propres. Comme on souhaite conserver un profil spatial de l'impulsion homogène après étirement dans un RBF, la fibre doit être monomode. Cela signifie qu'un seul mode transverse peut se propager dans la fibre.

Dans la suite, on considérera donc que la fibre en question est monomode et que le couplage induit par le RBF s'effectue entre les deux modes fondamentaux se propageant en sens inverse l'un de l'autre.

Le couplage entre deux modes distincts par un RBF a déjà été proposé comme compensateur de dispersion dans les lignes à haut-débit [29]. Toutefois, dans ce cas de figure, le

⁵. nous en parlerons davantage dans le chapitre 3

couplage se fait entre deux modes copropagatifs. Le RBF est linéairement chirpé et au fur et à mesure de la propagation du champ incident, chaque longueur d'onde passe d'un mode à l'autre. La dispersion provient donc dans cette configuration de la différence de vitesse de groupe entre les deux modes. Ce type de composant, même s'il a l'avantage de fonctionner en transmission n'apporte pas une dispersion suffisante pour nos applications. Remarquons que le principe utilisé est identique à celui que l'on rencontre dans l'acousto-optique programmable où la modulation d'indice est induite par la propagation d'une onde acoustique modulée. Cette onde apparaît statique à la lumière incidente [30, 31, 32].

Depuis l'émergence des RBF en relation avec leur impact sur les télécommunications, un gros effort théorique a été fourni pour la modélisation de ce composant et de nombreuses techniques sont apparues. Néanmoins, une méthode s'est plus rapidement répandue que les autres par sa simplicité. Il s'agit de la théorie des ondes couplées (Coupled wave theory : CWT) [33, 34, 35], également largement utilisée pour la diffraction des rayons X par un réseau cristallin [36] et pour décrire la diffusion de la lumière par une onde acoustique.

Dans ce paragraphe, nous allons utiliser cette théorie pour décrire les RBF :

nous prendrons en compte le couplage induit par la modulation d'indice mais aussi les effets non linéaires les plus simples. C'est pour cette raison que nous allons débiter par l'introduction des effets non linéaires susceptibles de se produire dans une fibre. Nous poursuivons en donnant les équations couplées en régime non linéaire (dans le domaine temporel) et linéaire (dans l'espace des fréquences).

1.3.1 Les effets non linéaires

La durée des impulsions que l'on considère ici est dans la plage 100 fs-1 ps. A $1.053 \mu\text{m}$, une fibre monomode possède un diamètre de cœur de l'ordre de $7 \mu\text{m}$. Par conséquent, avec une énergie par impulsion typique de 1 nJ, on obtient des puissances crêtes dans la gamme de 1-10 kW et des intensités crêtes autour de $0.25\text{-}2.5 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$. Pour de telles intensités, les effets non linéaires doivent apparaître, notamment pour l'impulsion incidente. Toutefois, au fur et à mesure de la propagation de l'impulsion initiale dans le RBF, celle-ci est dépouillée de ses composantes spectrales; on s'attend donc à une diminution rapide de son intensité crête et à une atténuation rapide des effets non linéaires. Cependant, même faibles, comme il y a couplage avec l'onde réfléchie, on peut s'attendre à un transfert des défauts de phase et d'amplitude induits de l'onde incidente vers l'onde réfléchie. La difficulté est de trouver les conditions pour lesquelles les effets non linéaires restent négligeables.

Lors de la propagation d'impulsions courtes dans une fibre, la réponse électronique mais aussi la réponse moléculaire doivent être prises en compte via la polarisation non linéaire

d'ordre 3, de nombreux effets non linéaires en résultent [37, 38, 39] :

- l'auto-modulation de phase (self phase modulation en anglais : SPM) :
elle provient de la dépendance de l'indice de réfraction avec l'intensité : $n = n_0 + n_2 I$, la conséquence directe est que la phase de l'impulsion dans le domaine temporel va dépendre de l'intensité et donc du temps. Comme la phase est proportionnelle à l'indice et la pulsation instantanée à la dérivée de la phase, la variation de fréquence induite par l'effet SPM vérifie :

$$\Delta\omega \propto n_2 \frac{\partial I}{\partial t}$$

il y a donc génération de nouvelles fréquences.

- la diffusion Raman spontanée :
elle correspond à l'absorption virtuelle d'un photon à la fréquence ω_1 et à l'émission d'un photon à la fréquence ω_2 (onde Stokes) tandis que la molécule monte dans un niveau vibrationnel excité (voir figure (1.9)).

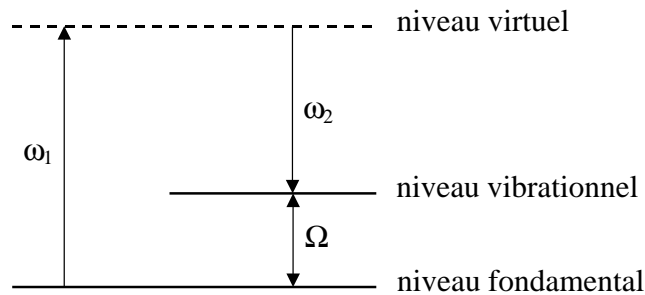


FIG. 1.9 – Principe de la diffusion Raman

Du point de vue de la mécanique quantique, il y a annihilation d'un photon et création d'un phonon et d'un photon d'énergie moindre.

Contrairement à la diffusion Raman stimulée, la diffusion Raman spontanée naît du bruit quantique attribué à l'interaction de la matière avec les modes propres du champ électromagnétique du vide.

Pour la silice, la courbe de gain Raman présente un maximum autour d'un décalage de 13 THz [40] ce qui correspond en longueur d'onde à $\Delta\lambda \approx 48$ nm. On s'attend donc à voir une onde Stokes centrée à 1101 nm⁶.

6. si la puissance initiale est suffisante, cette onde peut à son tour donner naissance à une deuxième onde Stokes décalée de 48 nm et ainsi de suite

- l'auto-diffusion Raman :

il s'agit d'un effet Raman stimulé entre les hautes fréquences du spectre de l'impulsion et ses basses fréquences. Le spectre est donc décalé vers les basses fréquences jusqu'à ce que la fréquence centrale corresponde au maximum du gain Raman. Cet effet est la conséquence du recouvrement de la largeur spectrale de l'impulsion avec la courbe de gain Raman et n'interviendra que pour les impulsions suffisamment courtes (et donc avec un spectre suffisamment large).

- d'autres effets provenant de la réponse moléculaire peuvent intervenir tels que le choc optique : il a pour origine la dépendance de la vitesse de groupe avec l'intensité [19] si bien que le front avant de l'impulsion devient de plus en plus raide (d'où le nom de « self-steepening » attribué couramment).

La prise en compte de tous ces effets constitue un problème très complexe et il est bien évident qu'ils seront néfastes à la qualité de l'étirement et doivent donc être évités. Pour avoir une idée de leur importance, on introduit des longueurs caractéristiques à partir desquelles ces effets commencent à devenir important :

- pour l'effet Raman stimulé, on définit la longueur L_R à partir de laquelle la puissance de l'onde Stokes est égale à celle de l'onde pompe (onde initiale) en l'absence de tout autre effet [19] :

$$L_R = \frac{16A_{eff}}{P_0 g_R}$$

avec

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{S_{fibre}} |T|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{S_{fibre}} |T|^4 dx dy}$$

où T est le profil transverse du mode fondamental (dans notre cas \sim une gaussienne), A_{eff} est la surface effective et peut être approximée par la surface du cœur ; g_r est le gain Raman, à $1.06 \mu\text{m}$, $g_r = 1.10^{-13} \text{ m/W}$ [40] ; et P_0 est la puissance crête soit dans le pire des cas égale à 10 kW.

Avec un diamètre de cœur de $7 \mu\text{m}$, on trouve $L_R \approx 62 \text{ cm}$.

Cette valeur correspond à la situation la plus favorable pour qu'il y ait de la diffusion Raman. Cependant, pour des impulsions courtes, ce phénomène est limité par la différence de vitesses de groupe entre l'onde initiale et l'onde générée (si les ondes ne se voient plus, elles n'interagissent plus). On introduit alors la longueur de walk-off L_W qui est la longueur au bout de laquelle les deux impulsions se décalent temporellement de la LTMH en intensité de l'impulsion initiale :

$$L_W = \frac{\tau_0}{\left| \frac{1}{v_g^p} - \frac{1}{v_g^s} \right|}$$

où v_g^p et v_g^s sont respectivement les vitesses de groupe de l'onde pompe et de l'onde Stokes.

Avec les relations (1.16) et (1.17), on peut calculer les vitesses de groupe en question (on prend l'indice de la silice pour les estimer). Le calcul donne $L_W \approx 8$ cm pour une impulsion de LTMH en intensité de 100 fs. L_W est beaucoup plus petite que L_R . Les impulsions se décalent donc très rapidement et ne peuvent pas interagir longtemps.

De plus, pour les impulsions courtes, il a été montré par le calcul que l'effet d'auto-diffusion Raman apparaissait au détriment de la diffusion Raman spontanée. La principale raison étant que l'auto-diffusion change sans cesse la fréquence centrale de la pompe si bien que l'onde Stokes ne peut pas se former à partir du bruit [39].

- pour l'auto-modulation de phase, on définit généralement une longueur non linéaire par :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$$

avec

$$\gamma = \frac{n_2 P_0}{c A_{eff}}$$

n_2 est le coefficient non linéaire en intensité lié à l'indice non linéaire par $n_{NL} = n_2 I$ où I est l'intensité donnée par (1.4).

Physiquement, L_{NL} représente la longueur au bout de laquelle l'impulsion acquiert une phase non linéaire maximale de 1 radian en présence seulement de SPM [19].

Pour évaluer L_{NL} , on utilise $n_2 = 2.76 \cdot 10^{-20}$ W/m². Dans les mêmes conditions que précédemment, on obtient $L_{NL} \approx 2.3$ cm. Cette longueur est très courte. Néanmoins, en pratique, d'autres phénomènes entrent en jeu en même temps tels que la dispersion de vitesse de groupe qui est à l'origine de l'élargissement dans le domaine temporel et donc à une diminution de l'intensité crête.

Pour caractériser cet élargissement, on définit la longueur de dispersion par :

$$L_D = \frac{\tau_0^2}{4 \ln 2 |k_2(\omega_0)|}$$

En considérant la relation (1.24) reliant la durée d'une impulsion gaussienne possédant une phase quadratique à la durée initiale, avec $\varphi_2 = k_2 z$ pour une propagation sur

une distance z , on obtient :

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2}$$

L_D représente donc la distance au bout de laquelle la durée de l'impulsion est multipliée par le facteur $\sqrt{2}$ sans tenir compte d'autres effets.

La dérivée seconde de k s'évalue simplement à partir de l'indice :

$$k_2(\lambda_0) = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}(\lambda_0)$$

En prenant à nouveau l'indice de la silice et une durée initiale de 100 fs, on trouve $L_D \approx 21$ cm.

L_D est supérieure à L_{NL} et on s'attend à ce que l'auto-modulation de phase entre en jeu s'il l'on ne tenait pas compte de la présence du RBF. Mais étant donné que le RBF doit induire une décroissance rapide de l'intensité de l'impulsion injectée dans la fibre et donc réduire l'importance de l'effet SPM, on ne peut pas se prononcer simplement et on prendra en compte cet effet dans la modélisation.

En ce qui concerne les autres effets non linéaires, il est plus difficile de discuter de leur importance dans de telles conditions et leur présence complique fortement les équations à résoudre, c'est pour cela que nous ne les incorporons pas dans le modèle⁷.

1.3.2 Equations couplées

La dérivation des équations gouvernant le couplage entre l'onde réfléchie et l'onde transmise est effectuée aussi bien en régime non linéaire qu'en régime linéaire dans l'annexe B. Nous avons utilisé pour cela la théorie des ondes couplées. Nous avons choisi de commencer délibérément par le cas non linéaire car les équation en régime linéaire s'en déduisent facilement.

Dans cette partie, nous donnons simplement les équations couplées.

Le point de départ du développement est la séparation du champ électrique en deux parties (conférer figure (1.10)) :

- le champ transmis $E_+(x,y,z,t)$
- le champ réfléchi et temporellement étiré pour un RBF chirpé $E_-(x,y,z,t)$

D'autre part, la variation d'indice induite par l'inscription du RBF est modélisée sous la forme :

$$\Delta n_{RBF} = \Delta n_{ac}(z) \cos(2k_B z + \theta(z)) + \Delta n_{dc}(z) \quad (1.43)$$

⁷. le moyen le plus simple de mettre ces effets en évidence est l'expérience

1.3. Modélisation de la propagation d'impulsions courtes dans un RBF chirpé

Δn_{ac} est l'enveloppe de la modulation d'indice que l'on nomme habituellement fonction d'apodisation, θ rend compte de la variation de la période (chirp) et Δn_{dc} est la variation moyenne d'indice due à l'inscription. Ce sont toutes des fonctions lentement variables à l'échelle de la longueur d'onde.

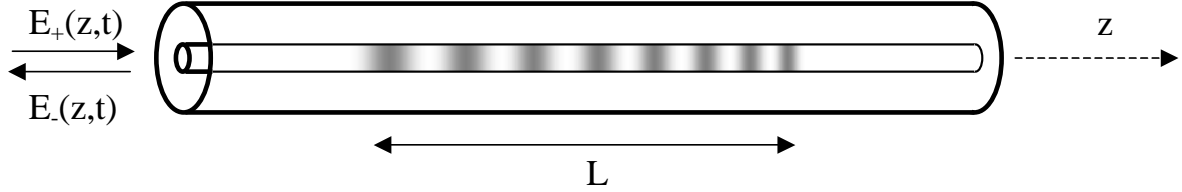


FIG. 1.10 – Réflexion d'une impulsion par un RBF

Il est à noter qu'en pratique, la variation d'indice Δn_{dc} est maintenue constante pour éviter des structures dans la réponse spectrale du RBF [41]. Donc, dans toute la suite, on prendra pour simplifier : $\Delta n_{dc} = 0$ et on écrira :

$$\Delta n_{RBF} = \Delta n_{ac}(z) \cos(2k_B z + \theta(z)) \quad (1.44)$$

Régime non linéaire

En régime non linéaire, on obtient les équations couplées dans le domaine temporel. Le champ électrique est décomposé sous la forme :

$$E_{\pm}(x,y,z,t) = \frac{1}{2} T(x,y) A_{\pm}(z,t) e^{\pm i(\beta_0 z \mp \omega_0 t)} + cc \quad (1.45)$$

On obtient alors à l'ordre un de la dispersion les équations :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_+}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_+}{\partial t} - i\Gamma A_+ (|A_+|^2 + 2|A_-|^2) - i\kappa(z) A_- e^{-i(2\delta z - \theta(z))} &= 0 \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial A_-}{\partial t} + i\Gamma A_- (|A_-|^2 + 2|A_+|^2) + i\kappa(z) A_+ e^{i(2\delta z - \theta(z))} &= 0 \end{aligned} \quad (1.46)$$

où :

- Γ est à l'origine des effets non linéaires pris en compte ici (auto-modulation de phase et modulation de phase croisée ce qui revient à une modification de l'indice vue par l'onde considérée respectivement par sa propre intensité et par celle de l'autre onde) :

$$\Gamma = \frac{\pi n_2 n c \varepsilon_0}{2\lambda_0} \quad (1.47)$$

1. Propagation d'impulsions courtes dans les réseaux de Bragg fibrés

– κ est responsable du couplage entre les deux ondes, il s'écrit :

$$\kappa = \eta k_0 \frac{\Delta n_{ac}}{2} = \eta \frac{\pi \Delta n_{ac}}{\lambda_0} \quad (1.48)$$

où η est la proportion d'énergie du mode fondamental dans le cœur. Dans toute la suite, nous appellerons Δn_{ac}^* l'amplitude de la modulation d'indice effective définie par :

$$\Delta n_{ac}^* = \eta \Delta n_{ac} \quad (1.49)$$

– signalons que chaque onde se propage à la vitesse de groupe $v_g = \frac{1}{\beta_1}$

– δ est le désaccord entre la constante de propagation correspondant à la porteuse de l'impulsion initiale et le vecteur d'onde de Bragg k_B :

$$\delta = \beta_0 - k_B = \frac{1}{c} [n_{eff}(\omega_0)\omega_0 - n_{eff}(\omega_B)\omega_B] \quad (1.50)$$

dans notre cas, ω_B est prise comme pulsation centrale de la bande passante du RBF; de plus, on s'arrange évidemment en pratique à ce que la pulsation centrale de l'impulsion initiale soit égale à ω_B si bien que d'ordinaire, $\delta \approx 0$

Le système (1.46) est complété par les conditions de bord :

- $A_+(z=0, t) = A_0(t)$: en $z=0$, A_+ correspond à l'impulsion incidente dans le RBF
- $A_-(z=L, t) = 0$: en $z=L$, l'onde réfléchi est nulle
- $A_{\pm}(z, t < 0) = 0$: il n'y a pas d'énergie dans le RBF pour les temps négatifs

Pour résoudre le système (1.46), nous avons utilisé un schéma numérique d'ordre quatre dont le principe est décrit dans [42].

On peut effectuer un changement de variable pour incorporer toute l'information des paramètres physiques du RBF dans un seul coefficient; on pose ainsi :

$$\begin{cases} A_+(z, t) = u(z, t)e^{-i\delta z} \\ A_-(z, t) = v(z, t)e^{i\delta z} \end{cases} \quad (1.51)$$

Avec les nouvelles variables, le système (1.46) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial u}{\partial t} - iu [\delta + \Gamma (|u|^2 + 2|v|^2)] - q(z)v &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial v}{\partial t} + iv [\delta + \Gamma (|v|^2 + 2|u|^2)] - q(z)^*u &= 0 \end{aligned} \quad (1.52)$$

où le coefficient de couplage complexe q est défini par :

$$q(z) = \iota\kappa(z)e^{i\theta(z)} \quad (1.53)$$

Si on le réexprime en fonction des variables physiques du RBF, on trouve :

$$q(z) = \frac{\eta k_0 \Delta n_{ac}(z)}{2} e^{i(\theta(z) + \frac{\pi}{2})} \quad (1.54)$$

q contient toute l'information sur le RBF :

- son module est proportionnel à l'enveloppe du RBF (fonction d'apodisation)
- sa phase contient l'information sur la fonction θ qui donne les variations de la période physique en fonction de z

La forme du système (1.52) montre donc que les contributions non linéaires jouent un rôle identique à celui de δ :

la condition de résonance qui indique localement la longueur d'onde réfléchie, dépend maintenant de l'intensité de chacune des ondes. Ceci se comprend facilement en observant la relation de Bragg

$$\lambda = 2n_{eff}\Lambda$$

si on considère que l'indice effectif dépend maintenant de l'intensité.

Cette propriété a été abondamment utilisée lors de l'étude des propriétés commutatives de RBF à pas constant :

le principe étant d'envoyer une onde désaccordée par rapport à la longueur d'onde de Bragg et d'étudier la transmission en fonction de l'intensité de l'onde initiale⁸ [43] ou d'une onde pompe copropagative⁹ [44, 45, 46].

Cette propriété peut voir par exemple une application dans la sélection de canaux dans les lignes de communication optique. De telles structures ont également été l'objet de l'étude de la propagation de solitons [47, 48, 49] et de la compression d'impulsions dans des configurations pompe-sonde [50, 51].

Régime linéaire

Dans ce paragraphe, on ne considère plus d'effets non linéaires ($\Gamma = 0$). On donne les équations couplées dans le domaine des fréquences.

On écrit l'amplitude spectrale du champ électrique sous la forme :

$$\tilde{E}_{\pm}(x, y, z, \omega) = \frac{1}{2} T(x, y) \tilde{A}_{\pm}(z, \omega) e^{\pm i\beta(\omega)z} + cc \quad (1.55)$$

8. c'est alors l'auto-modulation de phase qui change la condition de résonance

9. c'est la modulation de phase croisée qui intervient ici

Les équations couplées pour la fréquence ω s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_+}{dz} - \imath\kappa(z)\tilde{A}_-e^{-\imath(2\delta z-\theta(z))} &= 0 \\ \frac{d\tilde{A}_-}{dz} + \imath\kappa(z)\tilde{A}_+e^{\imath(2\delta z-\theta(z))} &= 0 \end{aligned} \quad (1.56)$$

où le coefficient de couplage κ a la même expression que dans le cas linéaire (1.48) mis à part le fait que ce n'est plus λ_0 au dénominateur mais la longueur d'onde d'intérêt λ et le désaccord δ dépend cette fois-ci de la fréquence :

$$\delta(\omega) = \beta(\omega) - k_B = \frac{1}{c} [n_{eff}(\omega)\omega - n_{eff}(\omega_B)\omega_B] \quad (1.57)$$

En pratique, on prendra κ indépendant de la fréquence (on prendra sa valeur en ω_0).

Les conditions aux limites sont cette fois-ci :

- $\tilde{A}(z=0) = 1$: l'amplitude de la composante spectrale initiale est normalisée à 1
- $\tilde{A}(z=L) = 0$: l'amplitude de la composante spectrale réfléchie est nulle en $z=L$

De même que précédemment, on fait le changement de variable :

$$\begin{cases} \tilde{A}_+(z) = \tilde{u}(z)e^{-\imath\delta z} \\ \tilde{A}_-(z) = \tilde{v}(z)e^{\imath\delta z} \end{cases} \quad (1.58)$$

on obtient alors les équations :

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{u}}{dz} - \imath\delta\tilde{u} - q(z)\tilde{v} &= 0 \\ \frac{d\tilde{v}}{dz} + \imath\delta\tilde{v} - q(z)^*\tilde{u} &= 0 \end{aligned} \quad (1.59)$$

où q a la même définition qu'en (1.53).

Le système (1.59) est résolu numériquement pour chaque fréquence ce qui permet d'obtenir la réflectance du RBF $r(\omega)$. L'amplitude spectrale de l'impulsion réfléchie est alors simplement :

$$\tilde{E}_r(x,y,z,\omega) = r(\omega)\tilde{E}_0(x,y,z,\omega) \quad (1.60)$$

Le champ électrique s'obtient par transformée de Fourier inverse de (1.60).

Notons que (1.59) n'est pas la transformée de Fourier de (1.52) dans le cas où $\Gamma = 0$ car cette dernière a été obtenue à partir de l'ordre un du développement de la constante de propagation β autour de la fréquence centrale ω_0 (conférer annexe B).

Concrètement, le calcul des propriétés de l'impulsion réfléchie est effectué dans le domaine temporel lorsque l'on souhaite voir l'influence des effets non linéaires. En régime linéaire, on préfère effectuer le calcul dans l'espace des fréquences par la méthode des matrices de transfert de base ou modifiée¹⁰ car le calcul est beaucoup plus rapide et on tient compte de la dispersion dans sa globalité dans ce cas.

Signalons que la comparaison du résultat obtenu par les deux méthodes pour le problème linéaire (dans le domaine temporel et fréquentiel) a permis de valider les techniques numériques employées. Il est à noter qu'un moyen pour vérifier la convergence du schéma [42] en régime non linéaire est de s'assurer de la conservation de l'énergie (pourvu que l'on intègre sur un intervalle de temps suffisamment grand pour pouvoir négliger l'énergie aux instants plus grands) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (|u(z,t)|^2 - |v(z,t)|^2) dt = \text{constante (indépendante de } z) \quad (1.61)$$

1.4 Propriétés d'une impulsion réfléchie par un RBF

Nous avons désormais à disposition un modèle qui permet de rendre compte des propriétés des impulsions réfléchies par un RBF.

Nous allons l'utiliser pour étudier dans un premier temps les RBF uniformes ce qui permettra d'introduire les caractéristiques de la propagation linéaire de la lumière dans une structure périodique, puis dans un second temps les RBF chirpés qui nous intéressent directement (on prendra le cas où la période varie linéairement avec z).

1.4.1 Réponse linéaire d'un RBF uniforme

Le RBF uniforme correspond au cas où la période est constante. Dans ces conditions, la modulation d'indice s'écrit :

$$\Delta n_{RBF} = \Delta n_{ac}(z) \cos(2k_B z) \quad (1.62)$$

et k_B est relié au pas physique Λ du RBF par :

$$k_B = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (1.63)$$

RBF non apodisé

Considérons d'abord la situation où le RBF n'est pas apodisé ($\equiv \Delta n_{ac} = \text{cte}$). Le système (1.59) admet alors une solution exacte.

La réflectivité r vaut¹¹ :

10. voir annexe C où les méthodes de résolution de (1.59) les plus usuelles sont exposées

11. on considère ici la définition générale des fonctions hyperboliques avec un argument complexe ; dans notre cas, l'argument peut être imaginaire pur et les fonctions hyperboliques peuvent alors être remplacées par des fonctions trigonométriques

$$r(\delta) = \frac{-\kappa \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \delta^2}L)}{\delta \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \delta^2}L) + i\sqrt{\kappa^2 - \delta^2} \cosh(\sqrt{\kappa^2 - \delta^2}L)} \quad (1.64)$$

A partir de (1.64), on montre facilement que le module de r est maximum pour $\delta = 0$ et que ce maximum vaut :

$$R_{max} = \tanh(\kappa L) \quad (1.65)$$

Pour $-\kappa < \delta < \kappa$, les racines de (1.64) sont réelles et r s'exprime à partir d'exponentielles avec argument réel : cette zone définit la bande interdite où la lumière est réfléchie.

En dehors de cette zone, r s'exprime à partir de fonctions trigonométriques et acquiert un comportement oscillatoire (voir figure(1.11)). Sur cette même figure, on retrouve le fait que la réponse spectrale du RBF se rapproche de la TF du coefficient de couplage complexe aux faibles réflectivités (conférer annexe D) : en effet, dans le cas où $\kappa L = 1$, le module de la réflectance s'apparente à un sinus cardinal qui est la TF de la fonction porte (qui décrit le RBF non apodisé).

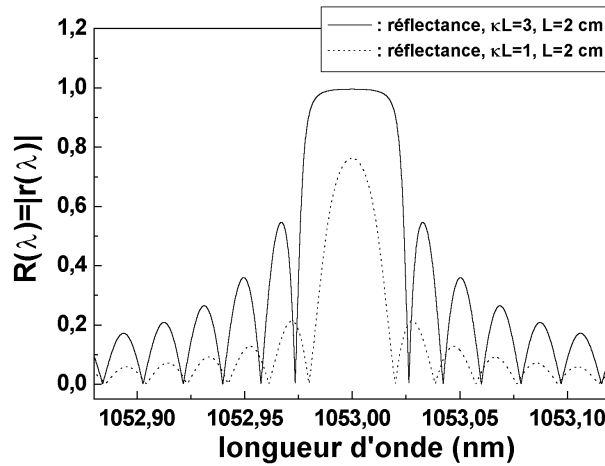


FIG. 1.11 – RBF non apodisé, réflectance R pour $\kappa L = 1$ et $\kappa L = 3$

Plus précisément, pour la zone définie par $|\delta| \geq \kappa$, R vérifie :

$$R(\delta)^2 = \frac{\kappa \sin^2(\sqrt{\delta^2 - \kappa^2}L)}{\delta^2 - \kappa^2 \cos^2(\sqrt{\delta^2 - \kappa^2}L)} \quad (1.66)$$

et ses zéros sont situés en :

$$\delta_n = \pm \sqrt{\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 + \kappa^2} \quad (1.67)$$

où n est un entier relatif différent de 0.

On peut définir la bande passante par rapport aux premiers 0 de R ce qui donne :

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchie par un RBF

$$\Delta\delta = 2\sqrt{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \kappa^2} \quad (1.68)$$

Pour passer à la bande passante en longueur d'onde, on écrit :

$$\Delta\lambda \cong \left| \frac{d\lambda}{d\delta} \right|_{\lambda_B} \Delta\delta \quad (1.69)$$

avec :

$$\left| \frac{d\lambda}{d\delta} \right|_{\lambda_B} = \frac{\lambda_B^2}{2\pi n_{eff}} \quad (1.70)$$

n_{eff} est l'indice effectif à la longueur d'onde λ_B . En remplaçant κ par son expression (1.48), on trouve :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} = \frac{\eta\Delta n_{ac}}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_B}{\eta\Delta n_{ac}L}\right)^2} \quad (1.71)$$

On note ici τ le délai de groupe définie de façon similaire à (1.11) par :

$$\tau(\omega) = \frac{d\varphi}{d\omega}(\omega)$$

On a reporté ce délai de groupe dans deux cas différents correspondants à ceux de la figure (1.11), on peut montrer que les maxima de τ sont localisés aux zéros de R donnés par (1.67). A ces fréquences, la lumière parcourt donc des aller-retours supplémentaires et le RBF se comporte comme un Fabry-Pérot [52].

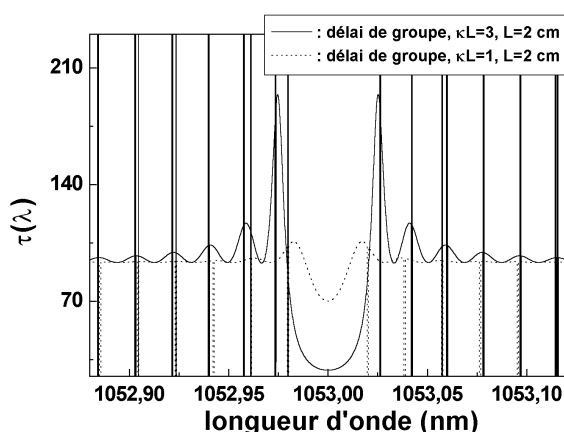


FIG. 1.12 – RBF non apodisé, délai de groupe τ pour $\kappa L = 1$ et $\kappa L = 3$

RBF apodisé

La présence des rebonds dans la réponse r du RBF fait de celui-ci un bien mauvais filtre si l'on cherche un grand contraste comme dans les télécommunications. Une solution pour éviter ce problème est d'apodiser le RBF : cela consiste à moduler l'enveloppe de l'indice par une fonction lentement variable, de cette façon on fait croître l'amplitude de cet indice pour qu'il soit maximum au centre de la structure puis il redécroit vers 0 à l'autre bout du RBF.

Les fonctions d'apodisation que l'on utilise dans cette section sont des supergaussiennes définies de la manière suivante :

$$f(z) = \exp \left[-2^{2m} \ln 2 \left(\frac{z - \frac{L}{2}}{\alpha L} \right)^{2m} \right] \quad (1.72)$$

$2m$ est l'ordre de la supergaussienne et αL est directement la largeur à mi-hauteur.

Lorsque δn dépend de z , on doit résoudre (1.59) numériquement.

Sur la figure (1.13), on montre la réflectivité des RBF uniformes précédents mais apodisés avec une fonction de la forme de (1.72) avec $m = 1$ et $\alpha = 0.4$ (gaussienne).

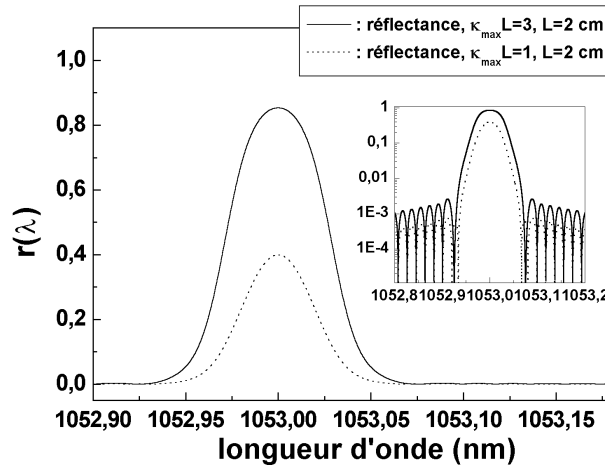


FIG. 1.13 – RBF apodisé, réflectance R pour $\kappa_{max}L = 1$ et $\kappa_{max}L = 3$

On voit effectivement une forte réduction des pieds. De plus, on a tracé également le délai de groupe correspondant sur la figure (1.14), il est clair que les maxima de τ sont désormais quasiment imperceptibles et par ailleurs, on remarque que la longueur d'onde centrale (que l'on a choisi à 1053 nm) est obligée de parcourir une distance supplémentaire avant d'être réfléchi, cette distance diminuant lorsque la force du RBF augmente (la longueur choisie pour les RBF correspond à un délai de l'ordre de 95 ps).

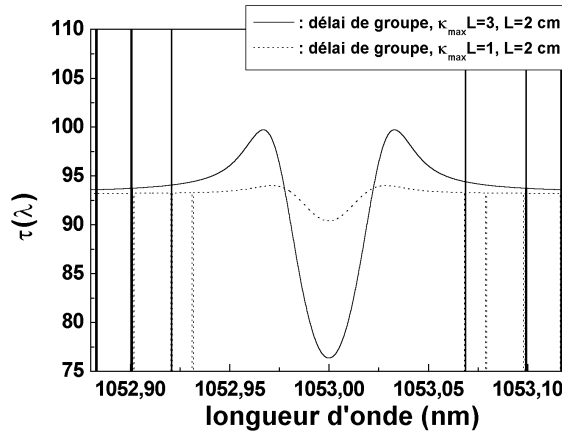


FIG. 1.14 – RBF apodisé, délai de groupe τ pour $\kappa_{max}L = 1$ et $\kappa_{max}L = 3$

1.4.2 Réponse linéaire d'un RBF linéairement chirpé

Dans le cas du RBF uniforme, la période de la modulation d'indice est constante; pour un RBF chirpé, ce n'est plus le cas. On a vu précédemment que c'est la fonction θ qui traduit la variation de la période Λ avec z . La première étape est donc de déterminer cette fonction.

Fonction θ pour un RBF linéairement chirpé

On se place par simplicité dans le cas où le RBF apporte une phase spectrale quadratique, le délai de groupe est donc une fonction linéaire de la fréquence.

La modulation d'indice s'écrit :

$$\Delta n_{RBF} = \Delta n_{ac}(z) \cos(2k_B z + \theta(z)) = \Delta n_{ac}(z) \cos(\Phi(z)) \quad (1.73)$$

où Φ est la phase totale de la modulation d'indice.

Le vecteur de Bragg du RBF est la dérivée de Φ par rapport à z :

$$K(z) = \frac{d\Phi}{dz} = 2k_B + \frac{d\theta}{dz} \quad (1.74)$$

Pour trouver la fonction θ , on utilise la condition de Bragg qui détermine à quelle position chaque longueur d'onde sera réfléchiée dans le RBF :

$$\beta(z) = \frac{K(z)}{2} \quad (1.75)$$

où β est la constante de propagation à la fréquence ω .

La relation (1.75) se retrouve facilement (voir figure (1.15)) sachant qu'elle peut être interprétée comme la conservation de la quantité de mouvement d'un photon diffusé par le RBF¹². Par ailleurs, la conservation de l'énergie implique que le photon diffusé a la

12. si l'on attribue la quantité de mouvement $\hbar K$ au RBF

même fréquence¹³.

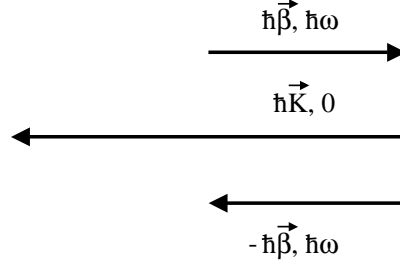


FIG. 1.15 – Représentation schématique de la diffusion de Bragg

La relation (1.75) peut être inversée pour donner $z(\beta)$ ou $z(\omega)$. Une fois que l'on connaît $z(\omega)$, on obtient facilement le délai de groupe par la relation :

$$\tau(\omega) = \frac{2n_{eff}(\omega)z(\omega)}{c} \quad (1.76)$$

Comme un RBF linéairement chirpé correspond à un délai linéaire, $z(\omega)$ doit également être linéaire (il est légitime de négliger dans ce raisonnement la dépendance spectrale de n_{eff}), et par inversion, ω et K seront donc aussi linéaires par rapport à z . On en déduit que θ est une fonction quadratique de z et on pose :

$$\theta(z) = \frac{1}{2}a \left(z - \frac{L}{2} \right)^2 \quad (1.77)$$

où a est un paramètre à déterminer fonction de la bande passante du RBF.

En considérant cette forme pour θ , (1.75) donne :

$$\beta(z) = k_B + \frac{1}{2}a \left(z - \frac{L}{2} \right) = \frac{n_{eff}(\omega)\omega}{c} \quad (1.78)$$

ce qui par inversion implique :

$$\omega(z) = \omega_B + \frac{c}{2n_{eff}}a \left(z - \frac{L}{2} \right) \quad (1.79)$$

où on a négligé la dépendance de n_{eff} avec ω ($n_{eff} = n_{eff}(\omega_B)$).

On note $\Delta\Omega$ la bande passante sur toute la longueur du RBF. Si on veut réaliser un étireur, il doit apporter de la dispersion normale, c'est à dire que les basses fréquences sont réfléchies en premier. Par conséquent, on doit avoir :

$$\omega(0) = \omega_B - \frac{\Delta\Omega}{2} \quad (1.80)$$

¹³. il s'agit d'un processus linéaire qui peut s'interpréter comme une diffusion élastique dans la théorie corpusculaire

ce qui implique :

$$a = \frac{2n_{eff}\Delta\Omega}{Lc} \quad (1.81)$$

et donc que :

$$\omega(z) = \omega_B + \frac{\Delta\Omega}{L} \left(z - \frac{L}{2} \right) \quad (1.82)$$

On vérifie bien qu'avec cette relation, on retrouve $\omega(L) = \omega_B + \frac{\Delta\Omega}{2}$.

Ainsi, pour un RBF linéairement chirpé, la fonction θ s'écrit :

$$\theta(z) = \frac{n_{eff}\Delta\Omega}{Lc} \left(z - \frac{L}{2} \right)^2 \quad (1.83)$$

Avec la donnée supplémentaire de la fonction d'apodisation, le RBF est complètement caractérisé.

La dérivation de θ a supposé implicitement que chaque longueur d'onde était réfléchie en un point donné à l'intérieur du RBF (déterminé par (1.75)); cependant, ce n'est pas le cas en réalité ce qui explique les écarts que l'on observera dans la suite par rapport au RBF idéal. Il est facile de calculer le terme de phase d'ordre 2 pour le RBF idéal même sans passer explicitement par l'inversion de (1.75). En effet, on sait que le retard entre les longueurs d'onde réfléchies à l'entrée et en sortie est $\frac{2n_{eff}L}{c}$ et que la bande correspondante est $\Delta\Omega$; par suite, comme on a $\varphi_2 = \frac{\Delta\tau}{\Delta\Omega}$ pour un RBF linéairement chirpé, on déduit que:

$$\varphi_2 = \frac{2n_{eff}L}{c\Delta\Omega} \quad (1.84)$$

La relation (1.84) est conforme à ce que l'on peut attendre :

quand la bande passante augmente pour une longueur donnée, φ_2 et donc le facteur d'étirement diminue puisque dans ce cas les longueurs d'ondes de l'impulsion incidente sont réfléchies sur une longueur plus courte¹⁴. Quand la longueur diminue, pour les mêmes raisons, le facteur d'étirement est lui aussi plus petit.

Impulsion réfléchie par un RBF linéairement chirpé en régime linéaire

Nous allons dans un premier temps considérer le cas d'un RBF linéairement chirpé non apodisé. Dans le domaine spectral, le système (1.59) est résolu numériquement pour donner la réflectance $r(\omega)$.

¹⁴. on raisonne bien sur dans la situation où la bande passante du RBF est au moins plus grande que la LTMH en champ de l'impulsion

RBF non apodisé

Etude dans le domaine spectral aux faibles réflectivités Il est très intéressant de se pencher sur l'étude de la réponse spectrale aux faibles réflectivités (approximation $|r|^2 \ll 1$). On sait que dans cette situation, la réflectivité est la TF du coefficient de couplage complexe (voir annexe D) et s'écrit :

$$r(\delta) = \frac{\tilde{v}(0)}{\tilde{u}(0)} = - \int_0^L q^*(z) e^{2i\delta z} dz \quad (1.85)$$

avec :

$$q = i\kappa e^{i\theta(z)}$$

et :

$$\delta = \frac{1}{c} (n_{eff}(\omega)\omega - n_{eff}(\omega_B)\omega_B) \simeq \frac{n_{eff}(\omega_B)}{c} (\omega - \omega_B)$$

(en négligeant la dispersion de la fibre)

Avec l'expression (1.83) pour θ , on en déduit que :

$$r(\delta) = i\kappa \int_0^L \exp \left[-i \frac{n_{eff}\Delta\Omega}{Lc} \left(z - \frac{L}{2} \right)^2 + 2i\delta z \right] dz \quad (1.86)$$

Pour évaluer (1.86), on met l'argument de l'exponentielle sous la forme d'un carré :

$$\begin{aligned} r(\omega) &= i\kappa \exp \left[i \left(\frac{n_{eff}L}{c} (\omega - \omega_B) + \frac{n_{eff}L}{c\Delta\Omega} (\omega - \omega_B)^2 \right) \right] \\ &\times \int_0^L \exp \left[-i \frac{n_{eff}\Delta\Omega}{Lc} \left(z - L \left(\frac{1}{2} + \frac{\omega - \omega_B}{\Delta\Omega} \right) \right)^2 \right] dz \end{aligned} \quad (1.87)$$

Pour simplifier l'écriture, on pose : $a = \frac{n_{eff}\Delta\Omega}{Lc}$, $\delta\omega = \frac{\omega - \omega_B}{\Delta\Omega}$, et on note \bar{r} l'intégrale à calculer :

$$\bar{r}(\delta\omega) = i \int_0^L \exp \left[-ia \left(z - L \left(\frac{1}{2} + \delta\omega \right) \right)^2 \right] dz \quad (1.88)$$

En faisant le changement de variable $x = \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \left[z - L \left(\frac{1}{2} + \delta\omega \right) \right]$, on obtient :

$$\bar{r}(\delta\omega) = i \sqrt{\frac{\pi}{2a}} \int_{-L\sqrt{\frac{2a}{\pi}}\left(\frac{1}{2}+\delta\omega\right)}^{L\sqrt{\frac{2a}{\pi}}\left(\frac{1}{2}-\delta\omega\right)} \exp \left(-i \frac{\pi}{2} x^2 \right) dx \quad (1.89)$$

Cette dernière expression fait apparaître les fonctions sinus et cosinus de Fresnel définies par :

$$S(x) = \int_0^x \sin \left(\frac{\pi}{2} t^2 \right) dt$$

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchiée par un RBF

$$C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right) dt$$

Toute décomposition effectuée, on trouve :

$$\begin{aligned} \bar{r}(\delta\omega) = \sqrt{\frac{\pi}{2a}} \left\{ S \left[\sqrt{\frac{2a}{\pi}} L \left(\frac{1}{2} - \delta\omega \right) \right] + iC \left[\sqrt{\frac{2a}{\pi}} L \left(\frac{1}{2} - \delta\omega \right) \right] \right. \\ \left. + S \left[\sqrt{\frac{2a}{\pi}} L \left(\frac{1}{2} + \delta\omega \right) \right] + iC \left[\sqrt{\frac{2a}{\pi}} L \left(\frac{1}{2} + \delta\omega \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.90)$$

Cette expression est exacte mais reste très compliquée. Remarquons qu'elle est symétrique par rapport à la fréquence centrale ω_B . Il est particulièrement intéressant d'utiliser des approximations pour les fonctions de Fresnel ce qui permet d'obtenir des expressions plus facilement manipulables.

On utilise les approximations suivantes pour les fonctions de Fresnel valables pour $x > 1.5$ (voir figure (1.16)):

$$S(x) \simeq \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi x} \cos\left(\frac{\pi}{2}x^2\right)$$

$$C(x) \simeq \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi x} \sin\left(\frac{\pi}{2}x^2\right)$$

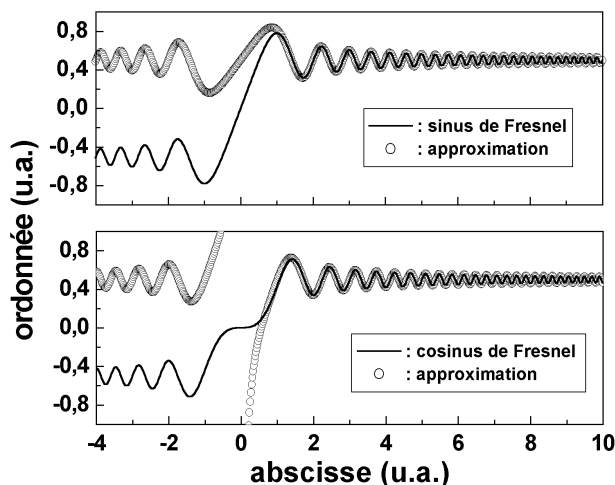


FIG. 1.16 – Approximation des fonctions de Fresnel

On obtient alors pour la réflectivité \bar{r} :

$$\bar{r}(\delta\omega) = \sqrt{2} \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) - \frac{1}{\sqrt{2\pi aL}} \left[\frac{\exp\left\{-iaL^2\left(\frac{1}{2} - \delta\omega\right)^2\right\}}{\frac{1}{2} - \delta\omega} + \frac{\exp\left\{-iaL^2\left(\frac{1}{2} + \delta\omega\right)^2\right\}}{\frac{1}{2} + \delta\omega} \right] \quad (1.91)$$

1. Propagation d'impulsions courtes dans les réseaux de Bragg fibrés

L'expression (1.91) n'est valable que pour les fréquences dans la bande passante du RBF : en effet, si on pose $x_1 = \sqrt{\frac{2a}{\pi}}L \left(\frac{1}{2} + \delta\omega\right)$, $x_2 = \sqrt{\frac{2a}{\pi}}L \left(\frac{1}{2} - \delta\omega\right)$ et $\gamma = \frac{1}{L}\sqrt{\frac{\pi}{2a}}$, la condition de validité $x_i > 1.5$ revient à :

$$|\omega - \omega_0| < \left(\frac{1}{2} - 1.5\gamma\right) \Delta\Omega \quad (1.92)$$

Prenons un cas concret pour évaluer γ , on considère un RBF de longueur $L = 20$ cm, de bande passante sur toute la longueur $\Delta\lambda = 20$ nm et de longueur d'onde centrale $\lambda_B = 1053$ nm, l'indice effectif est pris égal à 1.45; pour ces valeurs, on trouve $\gamma = 0.004$. On voit donc que l'approximation est bien valable dans la bande passante du RBF.

La phase de (1.91) n'est pas nulle, on peut donc déjà annoncer qu'un RBF linéairement chirpé non apodisé possède des écarts de phase par rapport à la loi quadratique idéale pour une faible réflectivité. On reviendra là-dessus dans la suite.

Il est maintenant possible d'obtenir le module de la réflectivité R dans la bande passante du RBF; à partir de (1.91), on trouve facilement :

$$R(\delta\omega)^2 = |r|^2 = \frac{\pi\kappa^2}{a} \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi a L}} \left[\frac{\cos\left(aL^2\left(\frac{1}{2} - \delta\omega\right)^2 + \frac{\pi}{4}\right)}{\frac{1}{2} - \delta\omega} + \frac{\cos\left(aL^2\left(\frac{1}{2} + \delta\omega\right)^2 + \frac{\pi}{4}\right)}{\frac{1}{2} + \delta\omega} \right] + \frac{1}{4\pi a L^2} \left[\frac{1}{\left(\frac{1}{2} - \delta\omega\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{1}{2} + \delta\omega\right)^2} + \frac{2}{\frac{1}{4} - \delta\omega^2} \cos(2aL^2\delta\omega) \right] \right\} \quad (1.93)$$

Appelons $\Delta\varphi$ l'écart par rapport à la phase spectrale quadratique idéale du RBF, on trouve alors :

$$\Delta\varphi(\delta\omega) = \arg(\bar{r}) = \arctan \left[\frac{1 + \frac{1}{\sqrt{2\pi a L}} \left(\frac{\sin[aL^2(\frac{1}{2} - \delta\omega)^2]}{\frac{1}{2} - \delta\omega} + \frac{\sin[aL^2(\frac{1}{2} + \delta\omega)^2]}{\frac{1}{2} + \delta\omega} \right)}{1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi a L}} \left(\frac{\cos[aL^2(\frac{1}{2} - \delta\omega)^2]}{\frac{1}{2} - \delta\omega} + \frac{\cos[aL^2(\frac{1}{2} + \delta\omega)^2]}{\frac{1}{2} + \delta\omega} \right)} \right] \quad (1.94)$$

$\Delta\varphi$ est de la forme $\arctan\left[\frac{1 + \alpha x_1}{1 - \alpha x_2}\right]$ avec $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2\pi a L}}$; de même que précédemment, α est très petit devant 1 si bien que l'on peut faire un développement limité de cette expression. On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \arctan\left[\frac{1 + \alpha x_1}{1 - \alpha x_2}\right] &\simeq \arctan[(1 + \alpha x_1)(1 + \alpha x_2)] \\ &\simeq \arctan[1 + \alpha(x_1 + x_2)] \\ &\simeq \frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2}(x_1 + x_2) \end{aligned} \quad (1.95)$$

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchiée par un RBF

En remplaçant avec les grandeurs physiques :

$$\Delta\varphi(\delta\omega) = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2\sqrt{\pi aL}} \left[\frac{\cos\left(aL^2\left(\frac{1}{2} - \delta\omega\right)^2 - \pi/4\right)}{\frac{1}{2} - \delta\omega} + \frac{\cos\left(aL^2\left(\frac{1}{2} + \delta\omega\right)^2 - \pi/4\right)}{\frac{1}{2} + \delta\omega} \right] \quad (1.96)$$

La variation du délai de groupe $\Delta\tau$ induite par cette variation de phase s'en déduit facilement :

$$\Delta\tau = \frac{1}{2\Delta\Omega\sqrt{\pi aL}} \left[2aL^2 \left\{ \sin\left(aL^2\left(\frac{1}{2} - \delta\omega\right)^2 - \pi/4\right) - \sin\left(aL^2\left(\frac{1}{2} + \delta\omega\right)^2 - \pi/4\right) \right\} + \frac{\cos\left(aL^2\left(\frac{1}{2} - \delta\omega\right)^2 - \pi/4\right)}{\frac{1}{2} - \delta\omega} - \frac{\cos\left(aL^2\left(\frac{1}{2} + \delta\omega\right)^2 - \pi/4\right)}{\frac{1}{2} + \delta\omega} \right] \quad (1.97)$$

Cette dernière expression peut encore se simplifier dans les cas d'intérêts puisqu'on peut négliger les termes en cosinus à l'intérieur de la bande passante :

$$\Delta\tau = \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{L}{\Delta\Omega} \left[\sin\left(aL^2\left(\frac{1}{2} - \delta\omega\right)^2 - \pi/4\right) - \sin\left(aL^2\left(\frac{1}{2} + \delta\omega\right)^2 - \pi/4\right) \right] \quad (1.98)$$

Aux faibles réflectivités, l'amplitude de la variation de la phase et du délai de groupe est donc indépendante de la force du RBF caractérisé par le paramètre κ .

Calculons la réponse spectrale d'un RBF pour une faible modulation d'indice.

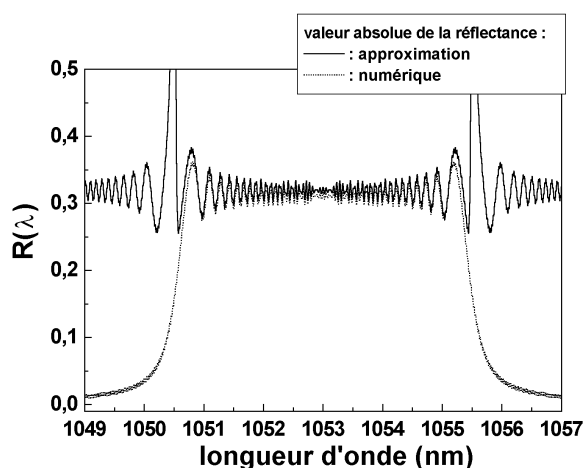


FIG. 1.17 – Réflectance d'un RBF non apodisé; trait plein: approximation, pointillé: numérique

Les caractéristiques du RBF sont les suivantes :

- amplitude de modulation effective : $\Delta n_{ac}^* = 10^{-4}$

- longueur d'onde centrale : $\lambda_B = 1053$ nm
- longueur : $L = 1.5$ cm
- bande passante sur toute la longueur : $\Delta\lambda = 5$ nm

On a choisi délibérément un RBF avec une longueur et une bande passante relativement modeste dans le but d'obtenir des résultats ne variant pas trop vite dans le domaine spectral.

La figure (1.17) montre le module de la réflectance calculé numériquement et donné par l'approximation (1.93).

On s'aperçoit que le RBF possède bien une bande passante de l'ordre de 5 nm mais la réponse présente des modulations accentuées. De plus, on voit que l'approximation n'est valable que dans la bande passante du RBF. Au regard de l'approximation (1.93), ces oscillations proviennent des termes en $\cos \left[aL^2 \left(\frac{1}{2} \pm \delta\omega \right)^2 + \frac{\pi}{4} \right]$. Par addition, ils donnent une structure complexe au niveau de la réflectance.

Sur la figure (1.18), on a reporté la phase résiduelle (numérique et donnée par la relation (1.96)); cette grandeur présente elle-aussi des oscillations marquées.

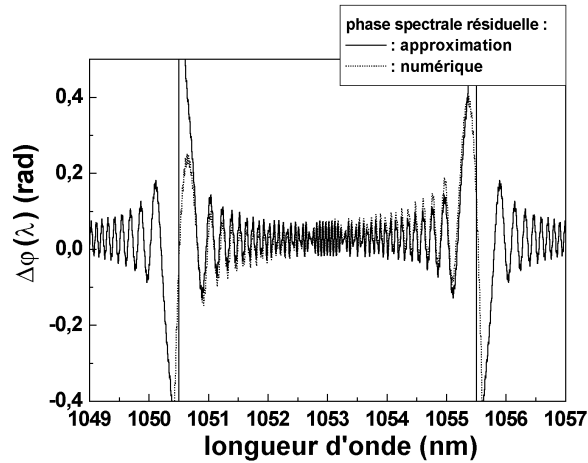


FIG. 1.18 – Phase résiduelle d'un RBF non apodisé; trait plein : approximation, pointillé : numérique

De la même façon que pour le module, ces modulations proviennent de la somme de deux cosinus chirpés.

Enfin, la figure (1.19) montre le délai de groupe calculé numériquement et donné par l'approximation précédente.

Des écarts par rapport au délai linéaire sont clairement visibles.

Comme on l'a déjà souligné, dans le régime perturbatif, cet écart est indépendant de l'amplitude de la modulation d'indice.

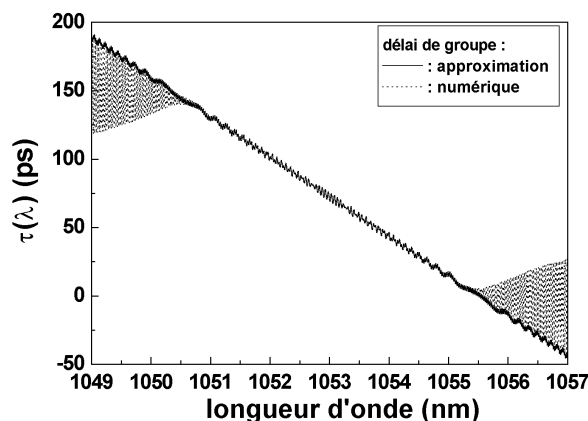


FIG. 1.19 – Délai de groupe d'un RBF non apodisé; trait plein : approximation, pointillé : numérique

On vient de voir que toutes les caractéristiques spectrales du RBF présentaient des modulations qui résultent de battements de deux fonctions trigonométriques chirpés. De façon générale, ces modulations sont indépendantes de κ . On verra que ce n'est plus le cas lorsque la réflectivité augmente.

L'argument des fonctions trigonométriques que l'on retrouve dans toutes les formules approchées est :

$$\Psi = aL^2 \left(\frac{1}{2} \pm \frac{\omega - \omega_B}{\Delta\Omega} \right)^2 + \frac{\pi}{4} \quad (1.99)$$

on peut définir une vitesse instantanée de variation de Ψ par rapport à ω :

$$\Gamma = \frac{d\Psi}{d\omega} = \frac{2aL^2}{\Delta\Omega} \left(\frac{1}{2} \pm \frac{\omega - \omega_B}{\Delta\Omega} \right) = \frac{2n_{eff}L}{c} \left(\frac{1}{2} \pm \frac{\omega - \omega_B}{\Delta\Omega} \right) \quad (1.100)$$

Cette expression montre que plus la longueur est grande, plus les oscillations seront rapides dans les caractéristiques du RBF.

Etude dans le domaine spectral aux fortes réflectivités Cette dernière partie nous a permis d'étudier la réponse spectrale d'un RBF non apodisé avec une faible réflectivité. Nous allons poursuivre en reprenant l'exemple précédent, mis à part que l'on traite le cas où $\Delta n_{ac}^* = 5 \cdot 10^{-4}$ ce qui correspond à une réflectance de l'ordre de 95 %. La réponse spectrale est calculée numériquement.

La figure (1.20) montre la valeur absolue de la réflectance.

Celle-ci présente à nouveau des oscillations mais d'amplitude moindre que dans le cas où la réflectivité est faible, il y a donc un effet de saturation. Notons que cette grandeur est

toujours symétrique par rapport à ω_B .

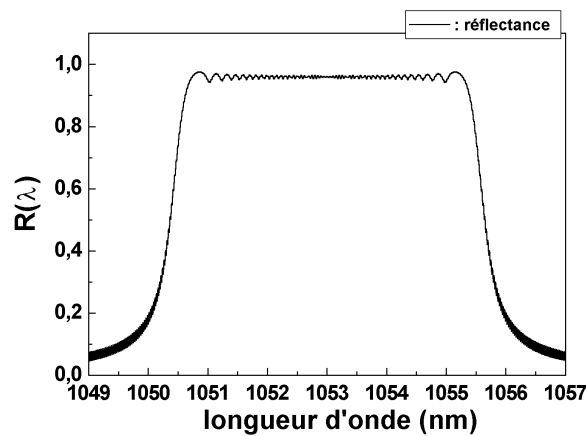


FIG. 1.20 – Réflectance d'un RBF non apodisé avec une forte modulation d'indice

On a représenté la phase résiduelle et le délai de groupe de ce RBF sur la figure (1.21).

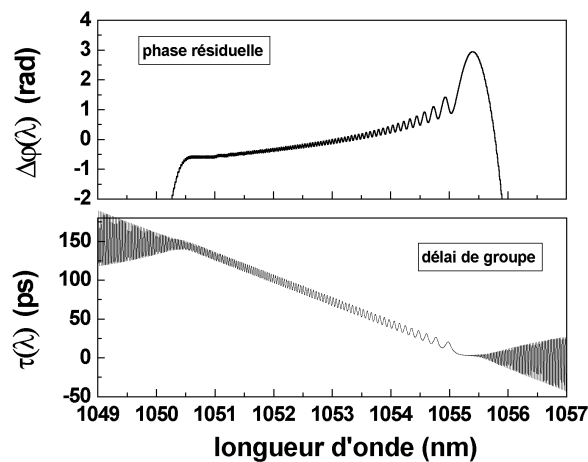


FIG. 1.21 – Phase résiduelle et délai de groupe d'un RBF non apodisé avec une forte modulation d'indice

La phase résiduelle n'est plus symétrique par rapport à ω_B et présente un chirp dans ces modulations. De plus, la phase moyenne n'est plus constante sur la bande passante du RBF. Le délai de groupe possède également des modulations chirpées (basses fréquences aux grandes longueurs d'onde et haute fréquences aux faibles longueurs d'onde). L'amplitude de ces modulations est quasi-constante sur la bande passante et est plus grande que dans le cas précédent (elle est passée de 6 ps à 10 ps). Tout semble se passer comme s'il

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchie par un RBF

n'y avait plus qu'une contribution au niveau des deux cosinus chirpés rencontrés pour les faibles réflectivités.

Etude dans le domaine temporel Cette première étude a été réalisée dans le domaine spectral au niveau de la réponse du RBF, mais en pratique, ce sont les caractéristiques de l'impulsion réfléchie qui sont importantes. On pourrait évidemment discuter dans le domaine temporel en prenant la TF de la réponse spectrale du RBF. Dans ce cas, on obtiendrait la réponse impulsionnelle du RBF, c'est à dire l'impulsion réfléchie lorsque l'on envoie une impulsion de Dirac $\delta(t)$ dans le RBF. Toutefois, nous préférons directement considérer les cas d'intérêt où l'impulsion de départ a un spectre de largeur finie. Nous allons donc plus nous attarder sur les propriétés d'une impulsion réfléchie par un RBF non apodisé linéairement chirpé dans le domaine temporel.

On considère un RBF avec les propriétés suivantes :

- amplitude de modulation effective : $\Delta n_{ac}^* = 6 \cdot 10^{-4}$
- longueur d'onde centrale : $\lambda_B = 1053 \text{ nm}$
- longueur : $L = 10 \text{ cm}$
- bande passante sur toute la longueur : $\Delta\lambda = 15 \text{ nm}$

Le champ électrique réfléchi a été calculé dans le domaine temporel en résolvant (1.52) avec $\Gamma = 0$ (pas d'effets non linéaires).

L'intensité réfléchie est tracé sur la figure (1.22) .

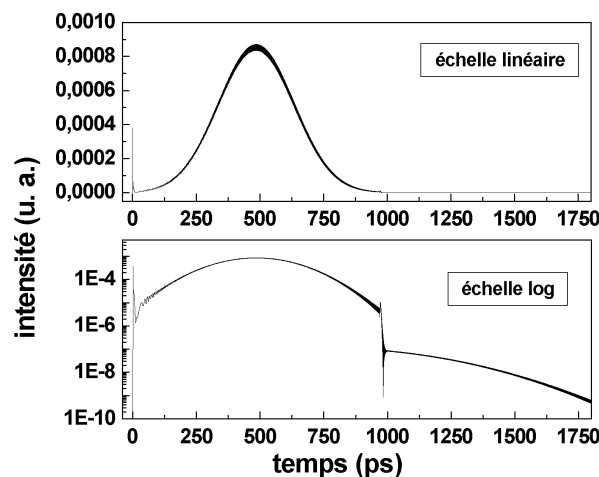


FIG. 1.22 – Intensité de l'impulsion réfléchie normalisée par rapport à celle de l'impulsion de départ d'intensité crête unité

Notons dans un premier temps que l'impulsion est bien étirée temporellement à une durée

attendue autour de 350 ps (LTMH en intensité) : en effet, il est facile d'évaluer cette durée pour un RBF linéairement chirpé; si on considère une impulsion initiale gaussienne, cette durée s'écrit :

$$\tau = \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} T \quad (1.101)$$

où T est le retard entre la fréquence réfléchie à l'entrée du RBF et celle diffusée à l'autre extrémité: $T = \frac{2n_{eff}L}{c}$, $\Delta\lambda$ est la bande passante sur toute la longueur du RBF et $\delta\lambda$ est la LTMH en intensité en nm de l'impulsion de départ. En prenant $n_{eff} = 1.45$, on retrouve bien $\tau = 350$ ps.

Par ailleurs, on peut remarquer que l'enveloppe est très modulée en amplitude. Cette modulation varie plus rapidement à l'arrière qu'à l'avant de l'impulsion (la période varie de 0.5 ps à 20 ps). On observe également l'apparition d'un pic sur le front de l'impulsion qui représente près de 0.4 fois le maximum de l'intensité et est très bref puisque de l'ordre de la durée initiale de l'impulsion. Enfin, notons la coupure spectrale du RBF (il possède une bande passante de 15 nm en champ et l'impulsion a une largeur en spectre de l'ordre de 6 nm).

Pour comprendre l'origine de ces propriétés, on a tracé l'impulsion réfléchie pour plusieurs positions à l'intérieur du RBF (figure (1.23)).

Signalons que nous avons normalisé l'axe temporel par rapport au temps qu'il faut à l'impulsion pour parcourir la longueur du RBF L (par exemple en $t=1$, il s'est écoulé le temps nécessaire pour parcourir L). Comme dans le cas précédent, l'intensité de l'impulsion est normalisée par rapport à celle de l'impulsion initiale.

Considérons d'abord le cas où $z=0.7 L$:

cela revient à placer un observateur à cette position que l'on note Z_0 et à regarder l'énergie qui passe où l'origine des temps est prise lorsque l'impulsion initiale pénètre dans le RBF : on commence à observer un signal à partir de l'instant $t=0.7$ ce qui jusque-là n'est pas surprenant puisque c'est le temps nécessaire à l'impulsion initiale pour arriver en Z_0 . En fait, quand l'impulsion arrive en Z_0 , elle ne contient principalement que les longueurs d'onde qui n'ont pas été réfléchies avant. A partir de $t=0.7$, le champ s'étend jusqu'à l'instant $t=1.3$ soit sur une durée de 0.6. Cette durée est cohérente avec le fait que la dernière fréquence réfléchie au fond du RBF parcourt une longueur de 0.6 L par rapport à la première fréquence réfléchie en Z_0 :

cette première impulsion correspond donc à la réflexion des longueurs d'onde de l'impulsion initiale résonantes dans la portion $z > Z_0$, et sa durée est de façon générale $2\left(1 - \frac{Z_0}{L}\right)$. On nomme cette impulsion I_1 . A partir de là, on voit l'apparition d'une seconde impulsion I_2 autour de $t=2.1$. Celle-ci correspond à la réflexion d'une partie de I_1 qui s'est réfléchi sur la face d'entrée du RBF :

en effet, on a vu que l'avant de I_1 était réfléchi vers la face d'entrée en $t=0.7$; par

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchie par un RBF

conséquent, cette partie doit parcourir une distance de $2Z_0$ avant de repasser en Z_0 et l'instant à partir duquel on s'attend à voir I_2 est $\frac{3Z_0}{L}$ soit 2.1 dans notre cas.

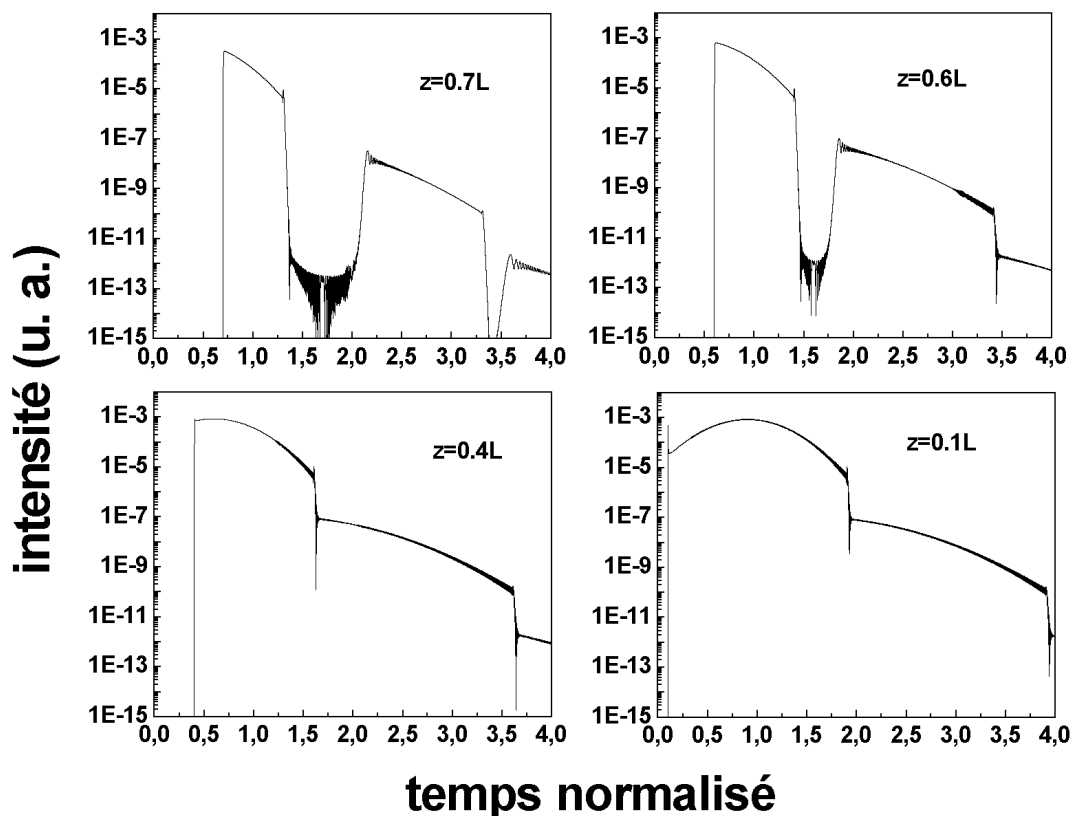


FIG. 1.23 – Intensité de l'impulsion réfléchie normalisée par rapport à celle de l'impulsion de départ d'intensité crête unité à plusieurs positions dans le RBF

De même que pour I_1 , la réflexion de I_2 se fait sur une durée doublée par rapport à sa durée de départ ce qui donne $2 \times 0.6 = 1.2$. On observe effectivement de l'énergie pendant cette durée puisque I_2 s'étend de 2.1 à 3.3. Enfin, on voit une troisième impulsion I_3 qui débute à $t=3.5$. De même, elle correspond à la partie réfléchie de I_2 sur l'entrée du RBF qui arrive en Z_0 au temps $\frac{5Z_0}{L}$ ce qui correspond bien à 3.5.

Cette analyse montre sans ambiguïté la présence de réflexions sur la face d'entrée du RBF.

Dans le cas choisi, les impulsions I_1, I_2 et I_3 étaient séparées mais il n'en est plus de même si l'on se place à des positions plus proches de la face d'entrée. En effet, I_1 devient plus large et donc I_2 et I_3 sont également élargies puisque de l'une à l'autre la durée est doublée. Il existe donc une abscisse pour laquelle ces impulsions vont se recouvrir :

par exemple, en $z=0.6 L$, on observe que l'avant de I_3 recouvre l'arrière de I_2 ce qui donne lieu à des modulations accentuées à l'arrière de I_2 . A cette position, I_2 n'est pas suffisamment large pour recouvrir I_1 , mais en $z=0.4 L$, ce n'est plus le cas et le fond de I_1 acquiert des modulations.

En conclusion, l'analyse précédente montre que les oscillations temporelles sur l'impulsion étirée proviennent d'interférences entre des impulsions secondaires réfléchies successivement sur la face d'entrée. Une autre conséquence de ceci est la présence d'une traînée derrière l'impulsion principale.

Afin de se convaincre de ce lien cause à effet, il est possible de modéliser simplement ce problème :

on considère une impulsion initiale qui est injectée dans le RBF dont on modélise la réponse spectrale par une réponse en phase :

$$r(\omega) = e^{i\varphi(\omega)} \text{ avec } \varphi(\omega) = \frac{n_{eff}L}{c} \left(\omega - \omega_B + \frac{(\omega - \omega_B)^2}{\Delta\Omega} \right) = \varphi_1(\omega - \omega_B) + \frac{1}{2}\varphi_2(\omega - \omega_B)^2 \quad (1.102)$$

où φ_n est la dérivée à l'ordre n de la phase spectrale en ω_B . On attribue un coefficient de réflexion en champ à la face d'entrée du RBF ϵ , sa transmission en champ est donc $\sqrt{1 - \epsilon^2}$.

Pour une impulsion dont le champ est en $\exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_0} \right)^2 \right]$, on a montré que l'amplitude spectrale correspondante s'écrivait (voir relation (1.19)) :

$$\tilde{A}_0(\omega) = \tau_0 \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln 2}} \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \right]$$

avec $\Delta\omega\tau_0 = 4 \ln 2$.

Si on ne prend en compte qu'une réflexion sur la face d'entrée du RBF, le champ réfléchi total dans le domaine spectral s'écrit :

$$\tilde{A}(\omega) = \tilde{A}_0(\omega) (1 - \epsilon^2) e^{i\varphi(\omega)} \left[1 + \epsilon\sqrt{1 - \epsilon^2} e^{i\varphi(\omega)} \right] \quad (1.103)$$

On ne prend en compte que les réflexions de l'impulsion étirée. Il serait en effet possible de considérer la réflexion de l'impulsion initiale sur la face d'entrée du RBF. Cela pourrait expliquer notamment la présence du pic sur la figure (1.22).

Par transformée de Fourier de (1.103), on obtient le champ dans le domaine temporel. Dans le cas d'une impulsion avec une forte dérive en fréquences, on trouve :

$$A(t) = \frac{\tau_0}{\sqrt{8 \ln 2}} (1 - \epsilon^2) \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha - i\mu}} e^{-2 \ln 2 \left(\frac{t-t_0}{\tau} \right)^2 - i \frac{(t-t_0)^2}{2\varphi_2}} + \frac{\epsilon\sqrt{1 - \epsilon^2}}{\sqrt{\alpha - 2i\mu}} e^{-2 \ln 2 \left(\frac{t-2t_0}{2\tau} \right)^2 - i \frac{(t-2t_0)^2}{4\varphi_2}} \right] \quad (1.104)$$

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchie par un RBF

avec $\alpha = \frac{2 \ln 2}{\Delta\omega^2}$, $\mu = \frac{\varphi_2}{2}$, $t_0 = \varphi_1 + \varphi_2 (\omega_0 - \omega_B)$ et $\tau = \varphi_2 \Delta\omega$.

On peut encore réécrire ce champ sous la forme :

$$A(t) = \frac{\tau_0}{\sqrt{8 \ln 2}} \frac{1 - \epsilon^2}{\sqrt{\alpha - \nu\mu}} e^{-2 \ln 2 \left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2 - \nu \frac{(t-t_0)^2}{2\varphi_2}} \left[1 + \epsilon \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{\frac{\alpha - \nu\mu}{\alpha - 2\nu\mu}} e^{2 \ln 2 \frac{t}{\tau^2} \left(\frac{3}{4}t - t_0\right) + \nu \frac{(t^2 - 2t_0^2)}{4\varphi_2}} \right] \quad (1.105)$$

L'intensité est proportionnelle au carré du module de (1.105) et est donc de la forme :

$$I(t) \propto e^{-4 \ln 2 \left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2} \left\{ 1 + 2\xi \rho e^{2 \ln 2 \frac{t}{\tau^2} \left(\frac{3}{4}t - t_0\right)} \cos \left[\frac{1}{2\varphi_2} \left(\frac{t^2}{2} - t_0^2 \right) + \Phi \right] + \xi^2 \rho^2 e^{4 \ln 2 \frac{t}{\tau^2} \left(\frac{3}{4}t - t_0\right)} \right\} \quad (1.106)$$

en ayant posé : $\sqrt{\frac{\alpha - \nu\mu}{\alpha - 2\nu\mu}} = \rho e^{i\Phi}$ et $\xi = \epsilon \sqrt{1 - \epsilon^2}$.

L'intensité présente donc un terme en cosinus qui rend compte des modulations. En outre, cette modulation n'a pas une période régulière le long de l'impulsion.

A titre d'exemple, on a tracé sur la figure (1.24) l'intensité réfléchie par un RBF avec les mêmes paramètres que dans le cas de la simulation précédente. On a pris une valeur de 0.02 pour ϵ .

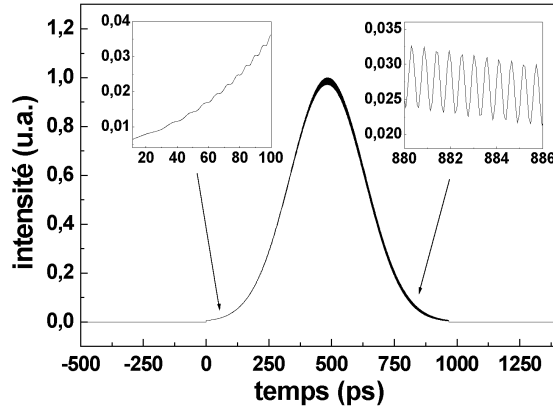


FIG. 1.24 – Intensité de l'impulsion réfléchie en prenant en compte une réflexion sur la face d'entrée du RBF

Connaissant l'argument du cosinus qui est responsable des modulations, il est possible de calculer la période locale de celles-ci.

On définit Ξ de la façon suivante : $\Xi = \cos \left[\frac{1}{2\varphi_2} \left(\frac{t^2}{2} - t_0^2 \right) + \Phi \right]$.

Sa dérivée par rapport à t se calcule facilement : $\frac{d\Xi}{dt} = -\frac{t}{2\varphi_2} \sin \left[\frac{1}{2\varphi_2} \left(\frac{t^2}{2} - t_0^2 \right) + \Phi \right]$.

Evidemment, la dérivée s'annule en $t=0$, cela correspond à un minimum pour Ξ . Pour

1. Propagation d'impulsions courtes dans les réseaux de Bragg fibrés

$t > 0$, les autres zéros correspondent à ceux du sinus. Les temps correspondants sont donc définis par :

$$\frac{1}{2\varphi_2} \left(\frac{t_p^2}{2} - t_0^2 \right) + \Phi = p\pi, \text{ avec } p \text{ entier naturel} \quad (1.107)$$

ce qui donne :

$$t_p^2 = 2 [t_0^2 + 2\varphi_2 (p\pi - \Phi)] \quad (1.108)$$

L'abscisse du premier maximum t_1 est donné par la condition :

$$t_1 \geq 0 \text{ soit } p \leq -\frac{1}{\pi} \left(\frac{t_0^2}{2\varphi_2} - \Phi \right) \quad (1.109)$$

Dans l'exemple, on trouve $p = -980$ et $t_1 = 19.3$ ps.

En utilisant (1.108), on déduit que deux maxima successifs sont reliés par :

$$t_{2p+3}^2 = \sqrt{t_{2p+1}^2 + 8\pi\varphi_2} \quad (1.110)$$

ce qui implique :

$$t_{2p+1}^2 = \sqrt{t_1^2 + 8p\pi\varphi_2} \quad (1.111)$$

L'écart entre deux maxima est donc :

$$\Delta t_p = t_{2p+3} - t_{2p+1} = \sqrt{8(p+1)\pi\varphi_2 + t_1^2} - \sqrt{8p\pi\varphi_2 + t_1^2} \quad (1.112)$$

Ces deux dernières relations nous permettent de calculer les périodes locales (écart entre deux maxima successifs) simplement : à un instant donné t , (1.111) permet de trouver l'indice p correspondant puis (1.112) permet d'évaluer la période autour de cet instant.

De cette manière, on a trouvé une période locale autour de 17 ps au début de l'impulsion, 1 ps au sommet de l'impulsion et 0.5 ps à l'arrière. Ces valeurs sont en accord avec celles que l'on a obtenu lors de la modélisation complète du RBF.

Ce calcul nous a permis de valider l'explication pour la présence des modulations sur l'impulsion étirée par un RBF non apodisé. Toutefois, le modèle simple ne donne pas une variation correcte de l'amplitude des modulations le long de l'impulsion et n'oublions pas que nous avons introduit une réflectivité ad'hoc pour la face d'entrée du RBF.

Nos avons observé en ce qui concerne les propriétés de l'impulsion étirée par un RBF la présence d'une impulsion brève sur le front avant. Revenons au résultat numérique précédent et à l'analyse de la figure (1.22) :

on rappelle que sur celle-ci, l'intensité réfléchie est normalisée par rapport à celle de l'impulsion initiale. Dans le cas d'étude, la réflectivité du RBF est très proche de 1, ce qui signifie que l'amplitude de l'impulsion étirée est donnée par l'inverse du rapport des durées étirée sur initiale. On trouve donc un rapport de $\left(\frac{350 \text{ ps}}{300 \text{ fs}} \right)^{-1} \simeq 8.5 \cdot 10^{-4}$. Cette valeur est

très cohérente avec celle obtenue numériquement. Maintenant, l'examen de cette même figure en échelle logarithmique tend à attribuer une réflectivité en intensité de l'ordre de 10^{-4} pour la face d'entrée. Si l'impulsion brève est due à la réflexion sur la face d'entrée, elle doit posséder une amplitude de l'ordre de 10^{-4} ; en pratique, on trouve $3.5 \cdot 10^{-4}$. L'ordre de grandeur est donc correct mais n'est rigoureusement pas correct.

Etude dans le domaine temporel pour les faibles réflectivités Pour terminer cette étude du RBF non apodisé, nous allons considérer à nouveau le cas du RBF pour les faibles réflectivités afin de montrer que la présence de l'impulsion brève sur le front de l'impulsion réfléchie ne provient pas d'un artéfact numérique. Il est alors possible de calculer analytiquement le profil temporel du champ réfléchi sous réserves de quelques simplifications.

Aux faibles réflectivités, nous avons vu que la réflectivité r du RBF dans la bande passante pouvait être approximée par :

$$r(\omega) = \kappa \left\{ \sqrt{\frac{\pi L c}{n_{eff} \Delta \Omega}} \exp\left(i \frac{\pi}{4}\right) \exp\left(i \varphi_1 (\omega - \omega_B) + \frac{1}{2} (\omega - \omega_B)^2\right) - \frac{c}{2 n_{eff} \Delta \Omega} \exp\left(-\frac{n_{eff} \Delta \Omega L}{4c}\right) \left[\frac{\exp(2i \varphi_1 (\omega - \omega_B))}{\frac{1}{2} - \frac{\omega - \omega_B}{\Delta \Omega}} + \frac{1}{\frac{1}{2} + \frac{\omega - \omega_B}{\Delta \Omega}} \right] \right\} \quad (1.113)$$

En dehors de la bande passante et près des singularités en $\omega = \omega_0 \pm \frac{\Delta \Omega}{2}$, on peut soit directement prendre $r = 0$ ou bien utiliser une fonction d'apodisation qui tend vers 0 aux extrémités.

On reprend les mêmes paramètres du RBF que dans l'exemple des faibles réflectivités : $\Delta n_{ac} = 10^{-4}$, $\lambda_B = 1053$ nm, $L = 1.5$ cm et $\Delta \lambda = 5$ nm. On considère une impulsion de durée initiale de 800 fs dont la fréquence centrale est ω_B .

La figure (1.25) montre le module de la réflectivité en champ calculé numériquement (pointillé). Nous avons également reporté le résultat analytique (trait plein) avec l'approximation (1.113) dans la bande passante et une fonction d'apodisation en sinus très raide en dehors de cette région.

On a tracé sur la figure (1.26) l'intensité réfléchie par ce RBF en utilisant l'approximation (trait plein) et le calcul numérique (pointillé) pour la réflectance du RBF (pour davantage de lisibilité, les deux courbes sont artificiellement décalées temporellement). On peut noter un bon accord entre les deux courbes. Ceci montre que ce sont les propriétés spectrales dans la bande passante du RBF qui sont responsables des caractéristiques de l'impulsion étirée.

Contrairement au cas où le RBF est fort, deux impulsions brèves sont présentes : une à l'avant et l'autre à l'arrière de l'impulsion principale. Avec la réflectivité au premier ordre (expression approchée ou exacte), la forme de l'impulsion est symétrique. Mais dans le

cas du calcul numérique, même si elle semble symétrique au premier abord; en échelle logarithmique, on peut observer comme dans le cas d'un RBF fort une traînée derrière l'impulsion principale avec un niveau toutefois très faible.

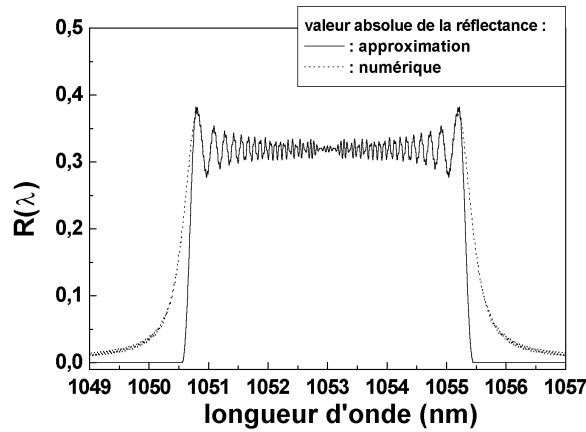


FIG. 1.25 – Réflectance d'un RBF non apodisé

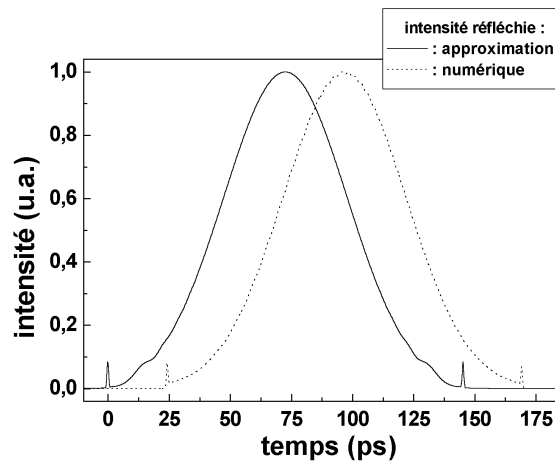


FIG. 1.26 – Intensité de l'impulsion réfléchie par un RBF non apodisé aux faibles réflectivités

De très faibles modulations sont également apparentes sur la courbe numérique contrairement à la courbe du premier ordre. Numériquement, le niveau de ces modulations ainsi que celui de la traînée diminuent lorsque la force du RBF décroît. Le calcul de la réflectivité du RBF au premier ordre ne prend donc pas en compte les réflexions sur les faces du RBF des composantes spectrales diffusées à l'intérieur du RBF. Néanmoins, des réflexions sur les faces du RBF de l'impulsion initiale sont elles bien présentes¹⁵. L'expression (1.113) rend

¹⁵. n'oublions pas que comme on est dans le cas d'un RBF à faible réflectivité, la majeure partie de l'énergie est transmise, ce qui explique que la face de sortie du RBF joue un rôle similaire à celui de la

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchie par un RBF

compte de cette propriété. On peut raisonner simplement en discutant sur la contribution des trois termes à l'énergie réfléchie :

- premier terme en $e^{i\varphi_1(\omega-\omega_B)+\frac{1}{2}(\omega-\omega_B)^2}$: c'est le terme avec la phase quadratique responsable de l'étirement de l'impulsion.
- deuxième terme en $\frac{1}{\frac{1}{2} + \frac{\omega-\omega_B}{\Delta\Omega}}$: il donne lieu à l'impulsion brève à l'avant de l'impulsion étirée, le dénominateur induit un décalage du spectre de l'impulsion de départ vers les basses fréquences : autrement dit, la réflexion n'est pas uniforme sur la bande spectrale mais est plus importante pour les basses fréquences. Ceci est cohérent avec le fait que les basses fréquences sont résonantes à l'entrée du RBF.
- dernier terme en $\frac{e^{2i\varphi_1(\omega-\omega_B)}}{\frac{1}{2} - \frac{\omega-\omega_B}{\Delta\Omega}}$: c'est le pendant du terme précédent puisqu'il est responsable de l'impulsion brève à l'arrière. Pour les mêmes raisons que précédemment, le spectre de celle-ci est décalé cette fois-ci vers les hautes fréquences.

Bilan Toute cette étude du RBF non apodisé nous a permis d'apprendre ses propriétés spécifiques :

on pu s'apercevoir du rôle particulier des faces du RBF à cet égard. Une étude analytique pour les faibles réflectivités a montré que les deux faces jouaient un rôle similaire et a mis en évidence une certaine symétrie dans la réponse du RBF (aussi bien dans le domaine spectral que temporel). Lorsque la force du RBF commence à être suffisamment importante pour que l'approximation utilisée ne soit plus valable, la symétrie est brisée. La face d'entrée du RBF possède alors une contribution prépondérante : cela se traduit par exemple dans le domaine temporel par la présence de modulations chirpées et d'une impulsion brève uniquement sur le front avant de l'impulsion étirée. Dans le domaine spectral, le délai de groupe possède également des modulations chirpées pour les forts RBF. Alors que dans le cas des faibles RBF, la modulation est impaire par rapport à la fréquence centrale ω_B .

Nous allons poursuivre l'étude des RBF chirpés en considérant désormais le cas des RBF apodisés.

RBF apodisé Rappelons qu'apodiser un RBF consiste à faire décroître la modulation d'indice aux extrémités du RBF. On a vu que l'effet de l'apodisation sur la réponse spectrale d'un RBF uniforme était d'atténuer l'amplitude des maxima secondaires au niveau de la réflectance et de lisser le délai de groupe en dehors de la bande passante du RBF (conférer figures (1.13) et (1.14)).

face d'entrée

Compte tenu de l'étude précédente, on peut déjà affirmer que l'apodisation va avoir un effet important sur la réponse des RBF.

Nous allons étudier dans un premier temps un RBF apodisé avec une supergaussienne (1.72) avec les paramètres $m = 2$ et $\alpha = 0.4$. Les autres paramètres du RBF sont identiques au cas traité précédemment du RBF non apodisé. L'impulsion de départ a également une durée de 300 fs.

La figure (1.27) montre qu'il n'y a plus de modulations perceptibles sur l'impulsion principale (à comparer avec la figure (1.22)).

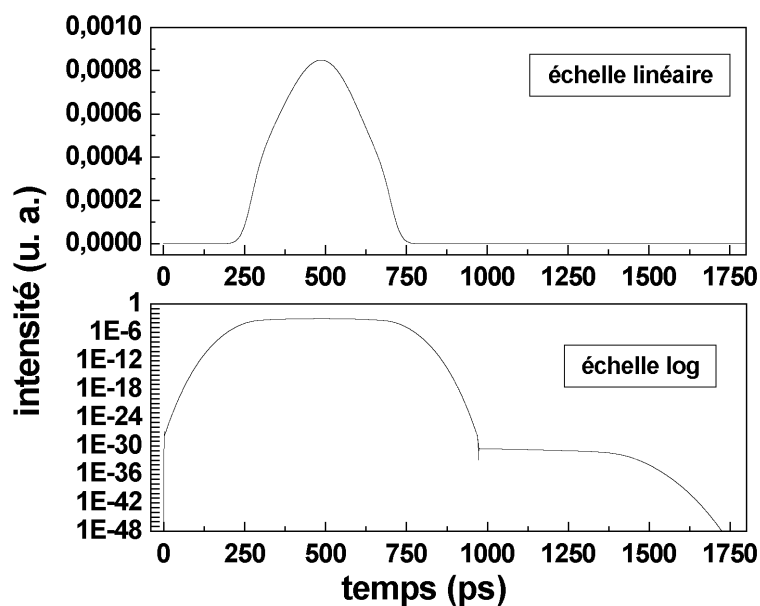


FIG. 1.27 – Intensité de l'impulsion réfléchie normalisée par rapport à celle de l'impulsion de départ d'intensité crête unité pour un RBF apodisé

Néanmoins, une traînée d'énergie derrière l'impulsion principale est toujours visible (en échelle logarithmique).

L'apodisation induit une déformation de l'impulsion initiale par rapport à sa forme gaussienne de départ.

L'apodisation des bords a donc pour effet de réduire les réflexions parasites sur les faces du RBF et par conséquent de lisser le profil temporel de l'impulsion étirée.

Dans le domaine spectral, on reprend le cas étudié pour le RBF non apodisé : on prend une fonction d'apodisation constante au milieu du RBF qui décroît en suivant une fonction sinus sur les deux côtés (voir figure (1.28)). Chaque arche de sinus représente

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchiée par un RBF

$\frac{1}{5}$ de la longueur totale du RBF.

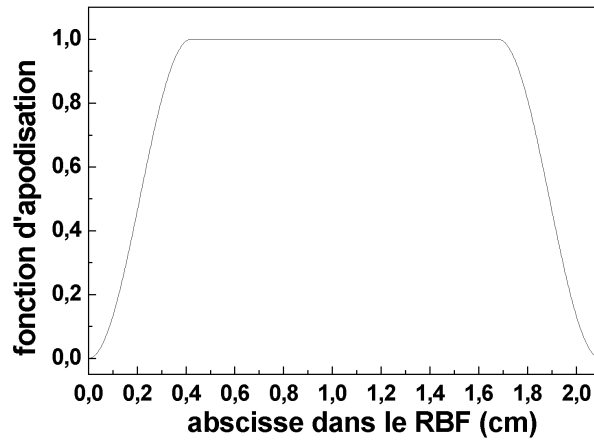


FIG. 1.28 – *Fonction d'apodisation en sinus sur les côtés*

Pour obtenir une bande passante à mi-hauteur équivalente à celle du cas non apodisé, il faut augmenter la longueur L et la bande passante sur toute la longueur $\Delta\lambda$:

$$L = 1.5 \times 1.4 = 2.1 \text{ cm, et } \Delta\lambda = 5 \times 1.4 = 7 \text{ nm.}$$

Sur la figure (1.29), on a tracé le module de la réflectance et le délai de groupe de ce RBF calculés numériquement (à comparer avec les figures (1.20) et (1.21)).

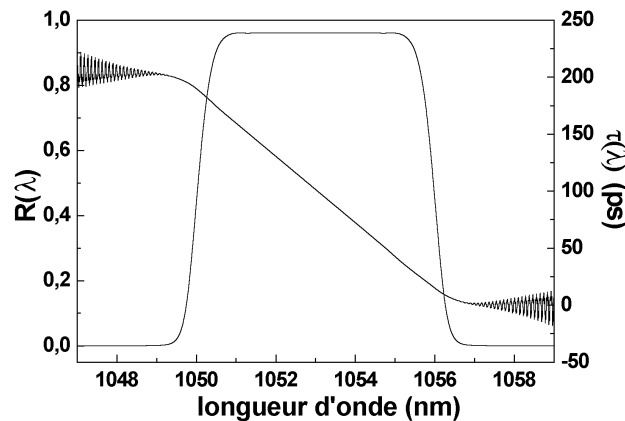


FIG. 1.29 – *Module de la réflectance et délai de groupe pour un RBF apodisé avec un sinus sur les cotés*

La réflectance ne possède plus de modulations visibles et le délai de groupe est lissé par rapport au cas du RBF non apodisé. Encore une fois, l'apodisation des cotés de la structure a permis de réduire à un niveau très faible toutes les modulations induites par des

interférences entre les bords et la région résonante dans le RBF pour chaque fréquence. L'apodisation permet donc de réaliser en quelque sorte une adaptation d'indice adiabatique entre l'extérieur et le RBF.

1.4.3 Réponse non linéaire d'un RBF linéairement chirpé

Afin d'étudier qualitativement l'influence des effets non linéaires pris en compte dans le modèle (auto-modulation de phase et modulation de phase croisée), nous avons résolu le système (1.52) pour plusieurs valeurs de l'énergie de l'impulsion initiale.

Le RBF considéré possède les paramètres suivants :

- amplitude de modulation effective : $\Delta n_{ac}^* = 2.3 \cdot 10^{-4}$
- longueur d'onde centrale : $\lambda_B = 1053 \text{ nm}$
- longueur : $L = 12 \text{ cm}$
- bande passante sur toute la longueur : $\Delta\lambda = 18 \text{ nm}$
- type d'apodisation : apodisation en sinus sur les côtés, les arches du sinus correspondent encore à $\frac{1}{5}$ de la longueur totale du RBF¹⁶. avec $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.2$

L'impulsion initiale a une durée $\tau = 300 \text{ fs}$, on suppose que la LTMH en intensité du mode fondamental de la fibre est $D = 6 \mu\text{m}$, la section du mode est donc $S = \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2$ et l'intensité crête de l'impulsion au départ de la fibre est évaluée par :

$$I_c = \frac{E}{S\tau} \quad (1.114)$$

Dans ces conditions, pour des énergies de 0.5, 2.5 et 5 nJ, on trouve respectivement des intensités crêtes I_c de 6, 30 et 60 GW/cm². Ces deux dernières valeurs sont sans doute au-delà du seuil de dommage de la silice. Toutefois, afin d'observer un effet non négligeable sur les propriétés de l'impulsion réfléchie, nous avons considéré ces cas d'étude. Il aurait été possible de réaliser le calcul avec des RBF plus longs et des bandes passantes identiques afin de diminuer le chirp et donc le seuil de l'intensité crête pour observer une contribution des effets non linéaires. Cependant, l'étude de RBF longs avec le schéma [42] nécessite des temps de calculs très longs.

La figure (1.30) présente le spectre et le profil temporel de l'impulsion étirée.

On peut remarquer sur ces courbes que conformément à la description d'une impulsion chirpée introduite dans le premier chapitre, le profil temporel et la densité spectrale sont homothétiques l'un de l'autre. Rappelons que cela provient du fait qu'une impulsion avec une phase spectrale quadratique possède ses fréquences distribuées temporellement. Comme dans notre cas d'étude, le RBF apporte une dispersion normale, les grandes longueurs d'onde sont en avance sur les basses longueurs d'onde.

Notons d'autre part qu'une augmentation d'énergie de l'impulsion initiale se traduit par

16. voir la définition (2.5) du chapitre 2, on a alors $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.2$

1.4. Propriétés d'une impulsion réfléchiée par un RBF

une diminution de la réflectivité maximale du RBF et par une déformation du spectre de l'impulsion étirée. Plus précisément, on observe une augmentation de densité spectrale pour les faibles longueurs d'onde.

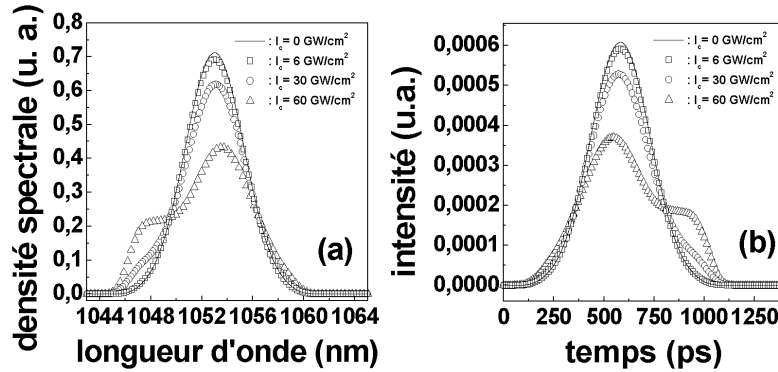


FIG. 1.30 – Caractéristiques de l'impulsion réfléchiée pour plusieurs intensités crêtes :
 (a) : spectre, (b) : profil temporel
 les courbes sont normalisées par rapport à celle de l'impulsion initiale

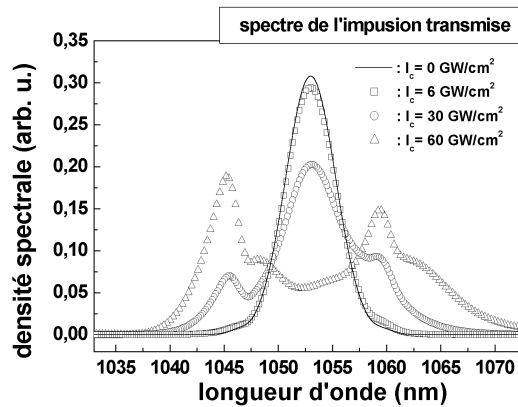


FIG. 1.31 – Spectre de l'impulsion transmise pour plusieurs intensités crêtes; les courbes sont normalisées par rapport à celle de l'impulsion initiale

On peut expliquer ceci en sachant que de façon générale, l'auto-modulation de phase va générer des fréquences au niveau de l'impulsion directe. Comme les hautes fréquences sont réfléchies à la fin du RBF, la génération de cette partie du spectre est cumulée sur toute la longueur du RBF même si elle est moins efficace au fur et à mesure de la propagation de l'impulsion directe puisque son intensité crête diminue. Par conséquent, la partie du

spectre réfléchi au fond du RBF est favorisée.

La figure (1.31) montre la densité spectrale de l'impulsion transmise pour les énergies précédentes. Evidemment, plus l'intensité crête est importante, plus le spectre s'élargit et possède des ailes. Cela tend à mettre en évidence la bande passante du RBF.

Bilan Les effets non linéaires conduisent donc à une déformation spectrale et temporelle de l'impulsion réfléchi ainsi qu'à une perte d'énergie réfléchi. Il s'agit là des conséquences au niveau des propriétés en amplitude de l'impulsion étirée. Une information importante pour nous concerne l'effet sur la phase de l'impulsion étirée. Ce dernier sera étudié dans le chapitre suivant où nous reprendrons cet exemple; nous regarderons en particulier l'effet sur la recompression. Remarquons qu'en pratique, l'énergie maximale que nous avons injecté dans un RBF était de l'ordre de 500 pJ, par conséquent, pour un RBF similaire à celui que nous avons étudié, les effets non linéaires dans le RBF sont négligeables.

1.5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'introduire les outils mathématiques pour décrire des impulsions courtes (description des ondes quasi-monochromatiques). Nous sommes parvenu progressivement à la description et la modélisation des réseaux de Bragg fibrés via la théorie des ondes couplées. Muni de cet outil, une étude générale des réseaux de Bragg uniformes, linéairement chirpés non apodisé et apodisé a mis en évidence les propriétés de ce composant et notamment le rôle très important joué par les extrémités du RBF. En pratique, il est essentiel d'utiliser des RBF avec une fonction d'apodisation afin de supprimer les modulations caractéristiques aussi bien dans le domaine spectral que temporel. Le traitement d'un exemple en régime non linéaire a montré les conséquences au niveau des propriétés en amplitude de l'impulsion étirée. Dans le cas d'étude, les effets non linéaires dans le RBF ne semblent pas majeurs pour notre application.

En toute généralité, nous avons étudié le problème direct :

à un RBF caractérisé par des paramètres physiques est associé une réponse en amplitude et en phase. Pour notre application où la phase s'accumule le long de la chaîne laser, le RBF doit posséder une réponse spectrale adaptée. Le problème à résoudre consiste donc à déterminer les paramètres physiques du RBF connaissant sa réponse spectrale : c'est le problème inverse, il s'agit de l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 2

Dimensionnement et performance des réseaux de Bragg fibrés pour l'étirement d'impulsions courtes

Dans ce chapitre, nous allons étudier d'un point de vue théorique les performances des RBF pour l'étirement d'impulsions courtes. On supposera donc que les caractéristiques des RBF réalisés en pratique sont suffisamment proches de celles des RBF synthétisés. Le problème de synthèse des RBF connaissant la réponse spectrale cible sera abordé : nous considérerons d'abord le modèle de la réflexion ponctuelle qui permet de déterminer la période physique des RBF en fonction de la loi de phase spectrale souhaitée via la condition de Bragg. Ce problème de synthèse (le problème inverse) sera ensuite traité numériquement en utilisant la méthode « Layer-peeling » [53]. Afin d'évaluer les performances des RBF synthétisés, nous calculerons la phase résiduelle entre la phase cible idéale et celle calculée numériquement à partir des paramètres déduits de la résolution du problème inverse. L'effet de cette phase résiduelle sera ensuite directement quantifiée en calculant le profil temporel d'une impulsion courte possédant cette phase spectrale, la réponse en amplitude du RBF sera également prise en compte. Comme application directe, un RBF simulant la réponse spectrale d'un étireur standard à réseaux de diffraction sera synthétisé avec l'algorithme « Layer-Peeling ».

Enfin, nous aborderons pour terminer l'influence des effets non linéaires sur la recompression à travers un exemple.

2.1 Modèle de la réflexion ponctuelle

Le problème inverse consiste à déterminer les paramètres physiques du RBF en fonction de la réponse spectrale souhaitée. Nous allons dans un premier temps étudier une

approche analytique : la méthode de la réflexion ponctuelle.

Cette méthode repose sur l'approximation selon laquelle les longueurs d'onde sont réfléchies dans le RBF à la position donnée par la condition de Bragg (1.75) :

$$\beta(z) = \frac{K(z)}{2}$$

Avant le développement d'algorithmes de calcul inverse relativement simples, cette méthode a été par exemple utilisée pour dimensionner des RBF pour la compensation d'une phase spectrale avec termes quadratique et cubique non nuls [54] ou pour démontrer la possibilité d'obtenir une phase cubique avec la concaténation de deux RBF [55].

Nous avons déjà utilisé dans le premier chapitre cette technique pour calculer la période physique d'un RBF avec une phase spectrale cible quadratique. Comme on a pu s'en rendre compte, cette méthode permet de déduire la période indépendamment de la fonction d'apodisation du RBF. Or, on a déjà pu entrevoir l'importance de l'enveloppe de la modulation d'indice sur la réponse des RBF. Par conséquent, l'optimisation des RBF dimensionnés avec cette méthode implique d'étudier leur réponse en fonction de la fonction d'apodisation. Dans le contexte des télécommunications et la compensation de la dispersion des fibres optiques, plusieurs études ont ainsi pu être menées [56, 57], une fonction d'apodisation optimale dans un ensemble de fonctions d'essais était trouvée.

De la même façon, nous étudierons la réponse spectrale des RBF en fonction de l'apodisation.

2.1.1 Principe du modèle de la réflexion ponctuelle

Cette section donne le principe du modèle de la réflexion ponctuelle.

On se donne une réponse spectrale cible et en particulier une phase spectrale $\varphi(\omega)$. A partir de là, on en déduit le délai de groupe $\tau(\omega)$ qui est la dérivée de φ par rapport à ω (1.11). Ce délai de groupe peut se réexprimer en fonction de la distance parcourue dans le RBF par chaque fréquence (1.76) :

$$\tau(\omega) = \frac{2n_{eff}(\omega)z(\omega)}{c}$$

Cette dernière relation donne donc la position où chaque fréquence est réfléchi $z(\omega)$. Par inversion, on peut en déduire la relation $\omega(z)$. L'utilisation de la condition de Bragg est la dernière étape qui permet de calculer dans un premier temps la quantité $K(z)$ définie par (1.74) :

$$K(z) = 2k_B + \frac{d\theta}{dz}$$

La fonction $\theta(z)$ s'en déduit alors par intégration. La période physique $\Lambda(z)$ est directement reliée à θ par (B.10) :

$$\Lambda(z) = \frac{2\pi}{K(z)} = \frac{2\pi}{2k_B + \frac{d\theta}{dz}}$$

2.1.2 Etude des RBF, avec une phase spectrale quadratique, synthétisés par le modèle de la réflexion ponctuelle

Comme on vient de le voir, cette méthode requiert l'inversion de la relation $z(\omega)$. A partir de là, seuls quelques cas simples permettent d'obtenir une expression analytique pour $\theta(z)$. C'est le cas des RBF avec une phase spectrale quadratique mais aussi des RBF avec des composantes cubique et quadratique¹.

Dans cette section, on considérera par simplicité des RBF avec une phase spectrale quadratique.

Paramètres d'un RBF avec une phase spectrale quadratique

La fonction de ce cas a été dérivée auparavant. On a trouvé une fonction θ de la forme (1.83) :

$$\theta(z) = \frac{n_{eff}\Delta\Omega}{Lc} \left(z - \frac{L}{2} \right)^2$$

La période s'écrit alors :

$$\Lambda(z) = \frac{2\pi}{2k_B + \frac{2n_{eff}\Delta\Omega}{c} \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right)} \quad (2.1)$$

Cette expression peut se réécrire sous la forme :

$$\Lambda(z) = \Lambda_B \frac{1}{1 + \frac{\Delta\Omega}{\omega_B} \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right)} \quad (2.2)$$

où Λ_B est la période correspondant à la longueur d'onde λ_B via la relation $\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda_B$. Dans (2.2), on peut utiliser la condition de base $\frac{\Delta\Omega}{\omega_B} \ll 1$ qui peut également s'écrire $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} \ll 1$ (où $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale en longueur d'onde correspondante à $\Delta\Omega$) pour simplifier cette expression et obtenir :

$$\Lambda(z) = \Lambda_B \left[1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right) \right] = \Lambda_B - \Delta\Lambda \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right) \quad (2.3)$$

où $\Delta\Lambda$ est la variation de la période physique sur toute la longueur :

$$\Delta\Lambda = \frac{\Delta\lambda}{2n_{eff}} \quad (2.4)$$

On trouve bien une variation linéaire de la période physique avec z : les RBF apportant une phase quadratique sont linéairement chirpés.

Il est à remarquer que lors de la dérivation de toutes ces expressions, nous avons négligé la dépendance spectrale de l'indice effectif².

1. conférer annexe E où les paramètres du RBF sont calculés en utilisant cette méthode
 2. sinon il n'est plus possible d'obtenir une expression simple lors de l'inversion de la relation $z(\omega)$

Performances en fonction de l'apodisation

La réponse spectrale de RBF linéairement chirpés avec une fonction θ donnée par (1.83) pour plusieurs fonctions d'apodisation sera calculée numériquement par la méthode des matrices de transfert simplifiée (annexe C).

On peut imaginer une multitude de fonctions d'apodisation et la liste des fonctions considérées ici est loin d'être exhaustive.

On considère trois types de fonctions :

- les supergaussiennes déjà utilisées (1.72) :

$$f(z) = \exp \left[-2^{2m} \ln 2 \left(\frac{z - \frac{L}{2}}{\alpha L} \right)^{2m} \right]$$

m est l'ordre et permet d'obtenir une pente variable sur les côtés, α détermine la largeur à mi-hauteur

- une fonction apodisée en sinus sur les côtés :

$$f(z) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sin \left[\frac{\pi}{\alpha_1 L} \left(z - \frac{\alpha_1 L}{2} \right) \right] \right\} & , \quad 0 \leq z \leq \alpha_1 L \\ 1 & , \quad \alpha_1 L \leq z \leq L(1 - \alpha_2) \\ \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sin \left[\frac{\pi}{\alpha_2 L} \left(z - L \left(1 - \frac{3}{2} \alpha_2 \right) \right) \right] \right\} & , \quad L(1 - \alpha_2) \leq z \leq L \end{cases} \quad (2.5)$$

α_1 et α_2 sont les proportions des fonctions sinus sur les cotés par rapport à la longueur totale L .

- la fonction d'apodisation de Blackman :

$$f(z) = \frac{1 + (1 + B) \cos \left(\frac{2\pi \left(z - \frac{L}{2} \right)}{L} \right) + B \cos \left(\frac{4\pi \left(z - \frac{L}{2} \right)}{L} \right)}{2 + 2B} \quad (2.6)$$

c'est une fonction qui s'annule en $z = 0$ et $z = L$; le paramètre B détermine la raideur de la fonction aux extrémités.

Les RBF que l'on considère dans cette étude ont tous un chirp de 2 nm/cm, une largeur à mi-hauteur de leur fonction d'apodisation de 10 cm et une amplitude de modulation d'indice effective de $3 \cdot 10^{-4}$. Par conséquent, ils ont tous une réflectivité en intensité maximale autour de 80 %. La longueur totale des RBF est telle que la modulation d'indice est quasi-nulle aux extrémités. La bande passante sur toute la longueur des RBF se déduit alors du chirp. Les caractéristiques de ces RBF sont résumées dans le tableau (2.1) et les fonctions correspondantes sont tracées sur la figure (2.1).

2.1. Modèle de la réflexion ponctuelle

apodisation	paramètres	bande passante (nm)	longueur (cm)
non apodisé		20	10
supergaussienne (a)	$m = 10, \alpha = \frac{2}{3}$	30	15
supergaussienne (b)	$m = 2, \alpha = \frac{1}{2}$	40	20
sinus sur les côtés	$\alpha_1 = \alpha_2 = 0.2$	25	12.5
blackman	$B = 0.19$	50	25

TAB. 2.1 – Caractéristiques des fonctions d'apodisation utilisées

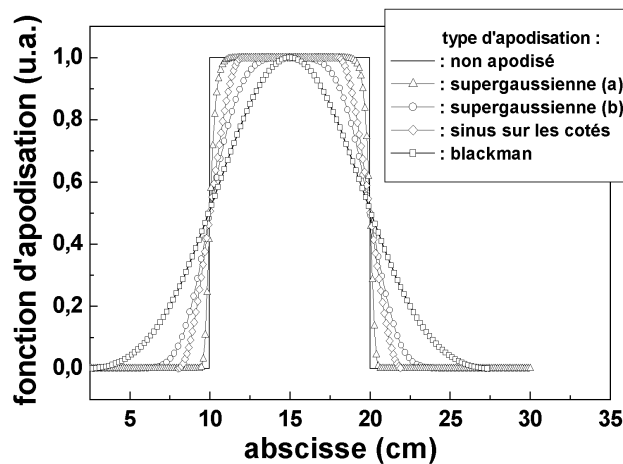


FIG. 2.1 – Fonctions d'apodisation

La réponse spectrale de ces RBF a été calculée numériquement en négligeant la dispersion de la fibre (cela revient à prendre l'indice effectif à la fréquence ω_B). Dans le cas contraire, on obtient une contribution à la phase non négligeable quand on considère des impulsions de durée de l'ordre de 200 fs puisque le calcul de θ a également été dérivé sous cette approximation. Pour conserver la simplicité de la méthode, on a préféré réaliser les calculs aussi bien inverse (calcul de θ) que direct (calcul de la réponse spectrale) en négligeant la dispersion de la fibre. On aurait pu faire les deux calculs en prenant en compte la dispersion mais on n'aurait plus obtenu de résultat analytique pour θ . Signalons que les deux approches doivent conduire aux mêmes conclusions puisque la performance des RBF sera évaluée en fonction de l'apodisation.

Pour tous les RBF, le terme d'ordre deux théorique est $\varphi_2 = \frac{2n_{eff}L}{c\Delta\Omega}$. Toutefois, il a été obtenu indépendamment de la fonction d'apodisation. La phase quadratique idéale apportée par le RBF est notée $\varphi_{RBF,i}$:

$$\varphi_{RBF,i} = \varphi_1(\omega - \omega_B) + \frac{1}{2}\varphi_2(\omega - \omega_B)^2 \quad (2.7)$$

On appelle $\varphi_{RBF,n}$ la phase du RBF calculée numériquement. Pour évaluer la fidélité de la réponse spectrale, on calcule dans un premier temps la phase résiduelle φ_r , écart entre la phase idéale (2.7) et la phase numérique $\varphi_{RBF,n}$.

Cette phase a été calculée pour toutes les fonctions d'apodisation précédentes. La figure (2.2) présente les résultats obtenus. En pointillé, nous avons tracé, pour avoir une référence au niveau des bandes utiles, la densité spectrale d'une impulsion de 200 fs.

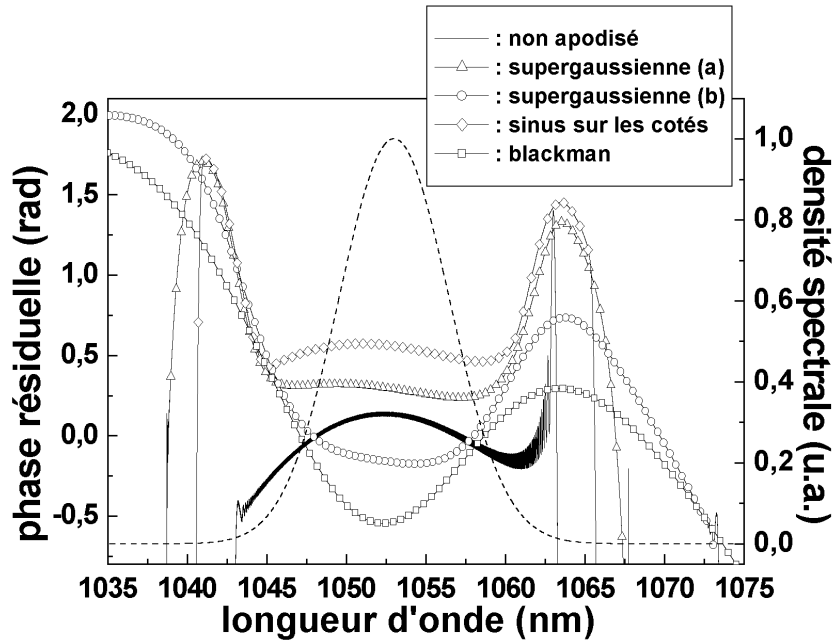


FIG. 2.2 – Phase résiduelle pour plusieurs fonctions d'apodisation, on montre également comme référence la densité spectrale d'une impulsion de 200 fs (trait pointillé)

En toute généralité, l'écart par rapport à la phase attendue n'excède pas le radian sur la largeur spectrale d'une impulsion de 200 fs. On peut se rendre compte de l'effet certain de la fonction d'apodisation sur la réponse en phase du RBF. Cela s'explique naturellement par le fait que le temps de vol des fréquences dans le RBF dépend de la valeur locale de la constante de couplage. On a pu s'en apercevoir par exemple en traçant le délai de groupe de RBF uniformes de force différente (conférer figure (1.12)). Dans le cas du RBF non apodisé, des modulations chirpées sont présentes au niveau de la phase. En moyenne, le résidu semble présenter une composante quadratique.

Dans le cas des RBF apodisés, la phase semble suivre le profil de la modulation d'indice. C'est ainsi que pour une fonction de Blackman qui varie très lentement le long du RBF, la phase résiduelle possède une composante quadratique tandis que pour un profil qui présente une région constante importante tel que l'apodisation en sinus sur les côtés, la phase spectrale est plus plate dans la bande utile. Remarquons que pour toutes les

2.1. Modèle de la réflexion ponctuelle

fonctions d'apodisation considérées, la phase spectrale est parfaitement lissée par rapport au cas du RBF non apodisé. Cela provient du fait que tout les RBF apodisés ont une longueur suffisamment importante pour que la modulation d'indice sur les bords démarre lentement à partir d'une valeur nulle. Cette propriété avait déjà été mise en évidence dans [58] où l'influence de la valeur de la fonction d'apodisation et de la pente au niveau de la face d'entrée est étudiée et modélisée.

Cette première analyse montre que l'on a intérêt à utiliser des fonctions avec un profil plat au niveau de la bande utile du RBF et un profil s'annulant lentement sur les côtés. Ceci est avantageux en pratique puisqu'une limitation pour la fabrication des RBF se situe souvent au niveau de la longueur.

Pour poursuivre notre analyse, nous avons étudié l'influence des propriétés de ces RBF sur une impulsion courte en simulant le passage de celle-ci dans un RBF et en recomprimant artificiellement l'impulsion étirée. La recompression est obtenue en rajoutant l'opposé de la phase idéale du RBF (2.7) à l'impulsion étirée. On prend donc en compte à la fois la réponse en amplitude et en phase des RBF.

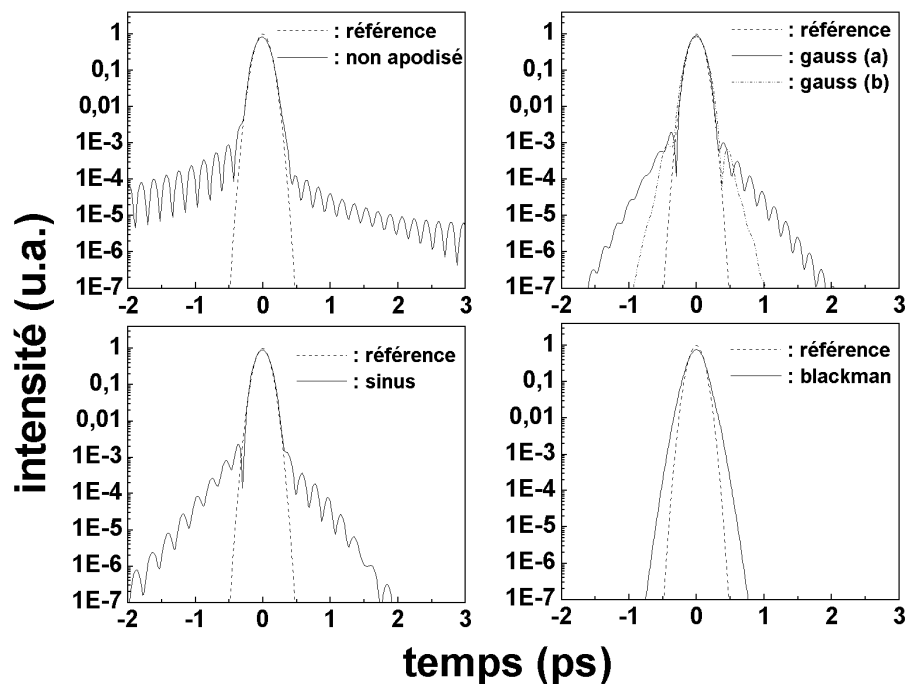


FIG. 2.3 – Intensité recomprimée pour plusieurs fonctions d'apodisation, l'intensité est normalisée par rapport à la référence

Le profil temporel de l'impulsion recomprimée pour toutes les fonctions d'apodisation est

tracé sur la figure (2.3) en échelle logarithmique.

L'intensité des impulsions comprimées est normalisée par rapport à celle de l'impulsion initiale.

Dans tout les cas de figure, le contraste est principalement limité par la bande passante des RBF. La fonction d'apodisation ne semble donc pas être très importante de ce point de vue.

Par exemple, pour une fonction d'apodisation de Blackman, l'extension spatiale du RBF et donc la bande passante de celui-ci sur toute la longueur est beaucoup plus grande qu'une fonction qui diminue vers 0 sur les côtés rapidement (comme la supergaussienne (b) par exemple). Par conséquent, le contraste de la fonction de Blackman est meilleur que celui de la supergaussienne (a), ceci au détriment de la durée de l'impulsion recomprimée à cause d'une phase quadratique résiduelle non négligeable dans le cas de la fonction de Blackman. Pour les fonctions d'apodisation à variations rapides sur les côtés, le contraste est de l'ordre de 10^{-3} , le moins bon résultat étant obtenu pour le RBF non apodisé.

Bilan En conclusion, le modèle de la réflexion ponctuelle qui suppose que chaque longueur d'onde est réfléchié à la position donnée par la condition de Bragg donne des résultats assez satisfaisants pour les RBF avec les caractéristiques nous concernant. Typiquement, une fonction d'apodisation avec une zone plate au niveau de la bande spectrale utile et une décroissance assez rapide sur les bords est le meilleur compromis par rapport au critère pratique de minimisation de la longueur du RBF. En effet, pour des impulsions étirées de 200 fs à une durée de l'ordre de 3 ns à mi-hauteur, un RBF de longueur voisine de 65 cm est nécessaire, ce qui impose des moyens d'écriture évolués.

2.2 Synthèse de RBF par la méthode inverse « Layer-Peeling »

La technique précédente permet d'obtenir une expression analytique pour la fonction θ dans le cas de RBF avec des caractéristiques relativement simples et en négligeant la dispersion de la fibre. Dans le cas contraire, on doit calculer la fonction θ numériquement; la fonction d'apodisation est, elle, inaccessible. D'autre part, cette méthode n'est pas toujours adaptée aux cas simples. Par exemple dans [59], des RBF pour la compensation de la dispersion des fibres à l'ordre deux sont étudiés, leur spécificité est d'avoir une bande passante de 0.5 nm pour une longueur de 6 cm. Il est montré numériquement et expérimentalement qu'un RBF avec un chirp non linéaire et une fonction d'apodisation dissymétrique donnent un bien meilleur résultat que le RBF classique linéairement chirpé avec une fonction d'apodisation symétrique standard. Notons que les caractéristiques de ce RBF ont été obtenues par un calcul inverse avec la méthode que nous allons présenter.

Compte tenu de l'importance des propriétés de la réponse spectrale des RBF pour les applications en télécommunications, et la maîtrise de plus en plus importante des techniques de fabrication, le problème inverse a suscité à nouveau un grand intérêt ces dernières années. Les premières méthodes utilisées s'appuyaient sur le fait que pour les faibles réflectivités, la réflectance et le coefficient de couplage complexe sont reliés par transformée de Fourier. Une méthode améliorée a permis d'obtenir les caractéristiques de RBF à fortes réflectivités [60]. Cette technique reste malgré tout trop imprécise dans notre situation.

Le problème inverse a été reformulé sous la forme d'équations intégrales. Cependant, la résolution de ces systèmes est très complexe en pratique et requiert des approximations [61, 62] ou un calcul itératif [63] avec une efficacité relativement faible. Ces techniques sont inutilisables pour synthétiser des RBF adaptés à nos applications à cause des largeurs spectrales et longueurs de RBF mises en jeu trop importantes (un important échantillonnage en fréquence et en position en résulte ce qui implique de long temps de calcul).

Une autre méthode utilisée pour résoudre le problème inverse est l'application d'algorithmes génétiques [64, 65]. Toutefois, ces méthodes nécessitent le calcul de la réponse spectrale de RBF à de nombreuses reprises et sont donc inutilisables dans notre cas pour les mêmes raisons que précédemment.

La méthode que nous avons utilisé pour calculer les paramètres des RBF est une technique différentielle couramment nommée « Layer-peeling » [66]. Cette méthode s'appuie sur un argument de causalité pour les ondes se propageant dans le milieu. Celui-ci est alors reconstruit récursivement couche par couche. Le gros avantage de cette technique sur les autres algorithmes est une meilleure efficacité et surtout une complexité bien inférieure (le nombre d'opérations pour synthétiser un RBF est le même que pour calculer la réponse spectrale du RBF). Plusieurs versions équivalentes de cet algorithme ont été proposées pour déterminer les paramètres physiques de RBF [67, 68, 53]. Des RBF spécifiques (RBF avec dispersion nulle [69], quadratique [59, 70] et cubique [70, 6]) ont pu ainsi être dimensionnés, fabriqués et caractérisés avec succès, démontrant par là même le potentiel et l'efficacité de l'algorithme.

Dans la suite, nous allons d'abord donner le principe de l'algorithme. Ses performances dans le cas du RBF avec une phase quadratique seront ensuite évaluées.

2.2.1 Algorithme « Layer-Peeling »

En pratique, dans sa formulation la plus simple, l'algorithme possède deux versions distinctes [53] :

- une version discrète (DLP : « Discrete Layer Peeling »)
- une version continue (CLP : « Continuous Layer Peeling »)

Il a été montré numériquement que la version discrète était plus stable que la version continue [53]. C'est pour cette raison que nous allons plus insister sur cette dernière que nous avons utilisé en pratique.

La réponse spectrale cible du RBF (réflectivité) r est la donnée du problème inverse : $r(\omega, 0) = \frac{\tilde{v}(\omega, 0)}{\tilde{u}(\omega, 0)}$ où \tilde{u} et \tilde{v} sont respectivement l'onde transmise et réfléchie. La réflectivité en $z=0$ est la transformée de Fourier de la réponse du RBF à un Dirac (réponse impulsionnelle) $h(t)$ du RBF et vice-versa. Par conséquent, la réponse impulsionnelle peut s'écrire :

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} r(\omega, 0) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.8)$$

On va voir que la connaissance de cette dernière permet simplement de reconstruire les caractéristiques du RBF.

Algorithme DLP

Dans l'annexe C, nous avons traité la résolution du problème direct. On s'est aperçu que la modélisation du RBF en sections de longueur Δz avec des paramètres constants était équivalente à considérer une série de miroirs de réflectivité complexe ρ_p séparés d'une distance Δz (voir figure (2.4)) dans le cas où $\Delta z \ll L$ (L est la longueur du RBF).

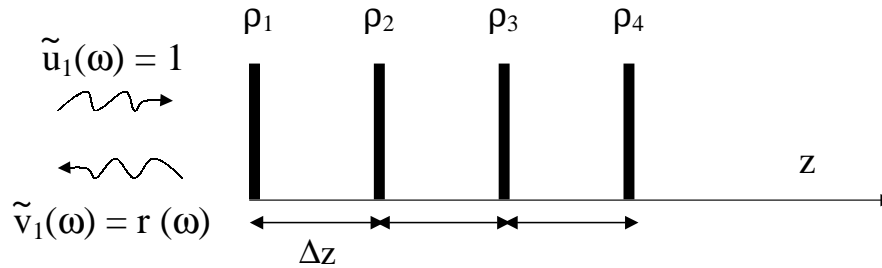


FIG. 2.4 – Modélisation d'un RBF par une série de miroirs

La réflectivité ρ_p des miroirs est liée au coefficient complexe de couplage q_p par la relation (C.15) :

$$\rho_p = -\frac{q_p^*}{|q_p|} \tanh(q_p \Delta z)$$

A partir de là, on s'appuie sur un argument de causalité pour déterminer les ρ_p à partir de $r(\omega)$:

on définit le temps nécessaire à la lumière pour parcourir l'aller-retour entre deux miroirs successifs :

$$t_{ar} = \frac{2n_{eff}\Delta z}{c} \quad (2.9)$$

pour des instants $t < t_{ar}$, on peut affirmer que la réponse impulsionnelle du RBF est la même que celle obtenue en présence seulement du premier miroir puisque la lumière n'a pas le temps de parcourir cette distance. Par conséquent, le coefficient de réflexion complexe ρ_1 du premier miroir est directement égal à la réponse impulsionnelle en $t=0$:

$$\rho_1 = h(t = 0) \quad (2.10)$$

Une fois que ρ_1 est connu, il est facile de propager les champs devant la section suivante et de calculer la réflectivité $r_2(\omega)$ en utilisant par exemple (C.19). Dès lors, l'effet de la première couche est pris en compte et elle n'interviendra plus. Ceci justifie le terme « layer-peeling » pour l'algorithme (on « épluche » les couches).

L'application du même raisonnement utilisé pour déterminer la réflectivité du premier miroir implique que ρ_2 est égal à la nouvelle réponse impulsionnelle (égale à la réponse impulsionnelle du RBF tronquée de la première section) pris en $t=0$. Sur ce principe de causalité, on peut calculer les ρ_p .

Les coefficients de couplage complexe q_p s'en déduisent par :

$$q_p = -\frac{1}{\Delta z} \arctan(|\rho_p|) \frac{\rho_p^*}{|\rho_p|} \quad (2.11)$$

Le principe même de l'algorithme impose pour la réponse impulsionnelle un échantillonnage tous les t_{ar} . Précisons que cela n'est pas contradictoire avec le fait de calculer les ρ_p tous les Δz (ce qui correspond à un temps de $\frac{t_{ar}}{2}$) :

en effet, pour une position repérée par l'entier p , l'algorithme permet de calculer la réponse impulsionnelle en $z = p\Delta z$ du RBF correspondant à $z \geq p\Delta z$. Ce qu'il est important de retenir est que cette réponse impulsionnelle est à chaque fois échantillonnée tous les t_{ar} . Cet échantillonnage de h implique donc une relation directe entre le pas spatial Δz et la fenêtre spectrale $\Delta\omega$ de calcul :

$$\Delta z = \frac{\pi c}{n_{eff}\Delta\omega} \quad (2.12)$$

Si la réponse spectrale cible $r(\omega)$ est échantillonnée sur M points dans la fenêtre $\Delta\omega$, la résolution spatiale sera améliorée en augmentant $\Delta\omega$.

En prenant en compte toutes ces considérations, la relation de synthèse des RBF se déduit de (2.10) :

$$\rho_p = h_p(0) = \frac{n_{eff}\Delta z}{\pi c} \int_{-\frac{\pi c}{2n_{eff}\Delta z}}^{\frac{\pi c}{2n_{eff}\Delta z}} r_p(\omega) d\omega = \frac{\Delta z}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Delta z}}^{\frac{\pi}{2\Delta z}} r_p(\delta) d\delta \quad (2.13)$$

en introduisant le désaccord $\delta(\omega)$.

Il existe une version temporelle de l'algorithme DLP [53], mais comme il est plus facile de tenir compte de la dispersion dans l'espace des fréquences, nous avons utilisé l'algorithme DLP dans le domaine spectral.

Algorithme CLP

La relation (2.13) est la base de l'algorithme DLP. La version continue (CLP) possède une relation clé semblable [66, 53, 68] :

$$q^*(z) = -\frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} r(z, \delta) d\delta \quad (2.14)$$

Le principe de l'algorithme CLP est donc tout à fait similaire à la version discrète DLP : à partir de la réflectance cible $r(0, \delta)$, $q(0)$ est calculé par (2.14). La réflectivité à la position suivante peut alors être déduite en propageant les champs. La constante de couplage est à nouveau calculée avec (2.14) et ainsi de suite.

Dans la limite où Δz tend vers 0, on peut montrer que la relation de synthèse (2.13) de la version discrète accompagnée de la relation (2.11) est équivalente à (2.14) [53].

Lors de l'utilisation de ces algorithmes, un point essentiel est de s'assurer que la réponse spectrale cible du RBF est causale :

cela signifie que la réponse impulsionnelle correspondante est nulle pour $t < 0$. En pratique, à partir de la réponse impulsionnelle initiale non causale, il suffit de borner son support en l'apodisant sur les côtés avec une fonction classique (supergaussienne, hanning, hamming, ...), puis de la décaler temporellement [67].

2.2.2 Exemple d'application de l'algorithme DLP et performance

Nous avons repris l'exemple étudié avec le modèle de la réflexion ponctuelle : nous souhaitons construire un RBF avec une réflectance dont le profil R est une supergaussienne de paramètre $m=10$ et de largeur à mi-hauteur 20 nm. On choisit R_{max} de l'ordre de 0.89. La phase spectrale cible est quadratique avec un φ_2 de même valeur que précédemment :

par exemple, si on utilise le RBF non apodisé étudié au dessus (voir tab.(2.1) pour ses paramètres), on trouve $\varphi_2 = \frac{2n_{eff}L}{c\Delta\Omega} \simeq 2.85 \cdot 10^{-23} s^2$.

Sur la figure (2.5), nous avons reporté le résultat donné par l'algorithme. La période s'apparente à une droite en fonction de z . La modulation d'indice est apodisée sur les côtés. La réponse spectrale du RBF a été calculée numériquement avec la méthode des matrices de transfert simplifiée. La figure (2.6) montre d'une part la réflectance au carré du RBF ainsi que la phase résiduelle après correction de la phase théorique.

L'encart montre un grossissement de la zone centrale de la phase et permet de montrer

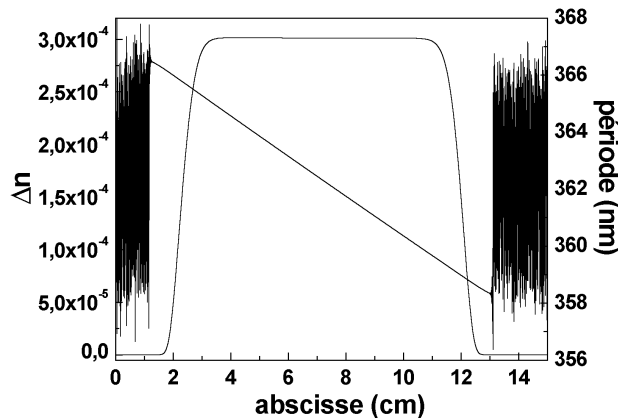


FIG. 2.5 – Paramètres du RBF reconstruit

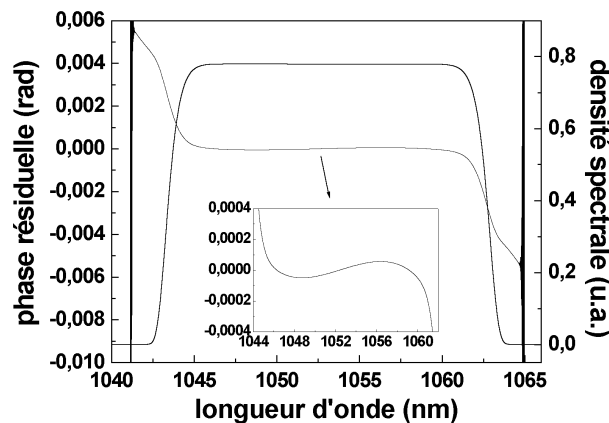


FIG. 2.6 – Phase résiduelle du RBF synthétisé et réponse spectrale du RBF en amplitude

que l'écart résultant est seulement de l'ordre de 10^{-4} rad par rapport à la phase cible. Bien entendu, de tels écarts n'ont que peu d'effets sur une impulsion de 200 fs après recompression. La figure (2.7) illustre la simulation d'une impulsion de 200 fs étirée avec le RBF et recomprimée en compensant la phase théorique de celui-ci: le contraste est légèrement plus grand que 10^{-4} , une telle symétrie au niveau des rebonds de part et d'autre de l'impulsion principale est caractéristique d'une coupure spectrale: ces rebonds proviennent donc de la bande passante finie du RBF de 20 nm.

L'algorithme DLP présente donc une bonne efficacité pour la reconstruction de RBF concrets. Dans la section suivante, nous allons l'utiliser pour dimensionner un RBF simulant la réponse d'un étireur standard à réseaux.

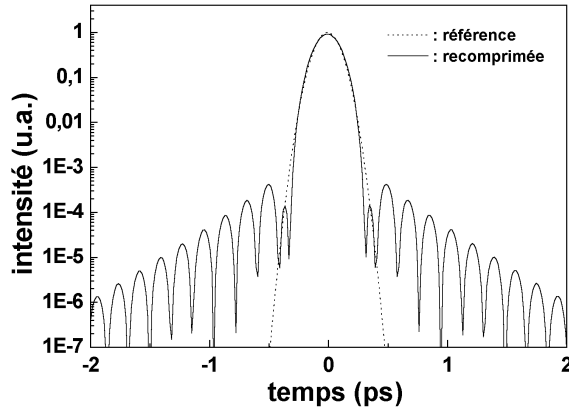


FIG. 2.7 – Intensité recomprimée

2.3 Dimensionnement d'un RBF pour l'étirement d'impulsions courtes

Ce type de RBF que nous dimensionnons dans cette section a été fabriqué en pratique et caractérisé. Nous donnerons les résultats correspondants dans les chapitres suivants.

2.3.1 Réponse d'un étireur standard à réseaux

Le principe des étireurs classiques repose sur une dispersion angulaire des longueurs d'onde [4]. A la longueur d'onde de $1.053 \mu\text{m}$, un étireur apporte de la dispersion positive : les petites longueurs d'onde sont retardées par rapport aux grandes longueurs d'onde. Avant de considérer un étireur classique à réseaux de diffraction, il est plus simple d'introduire le compresseur conjugué qui apporte une dispersion opposée, donc une dispersion négative.

Compresseur de Treacy, calcul de sa réponse spectrale

Aujourd'hui, le schéma des compresseurs classiques s'appuie sur l'arrangement de Treacy [71]. Il est composé de deux réseaux de diffraction parallèles pour un simple passage. Une configuration en double passage avec quatre réseaux (en réflexion) est illustrée sur la figure (2.8).

Le premier réseau R_1 disperse angulairement les longueurs d'onde suivant la loi des réseaux classique :

$$\sin \theta_i + \sin \theta_r = N\lambda = \frac{2\pi cN}{\omega} \quad (2.15)$$

où θ_i et θ_r sont respectivement les angles d'incidence et diffracté repérés par rapport à la normale, N est la densité de traits du réseau.

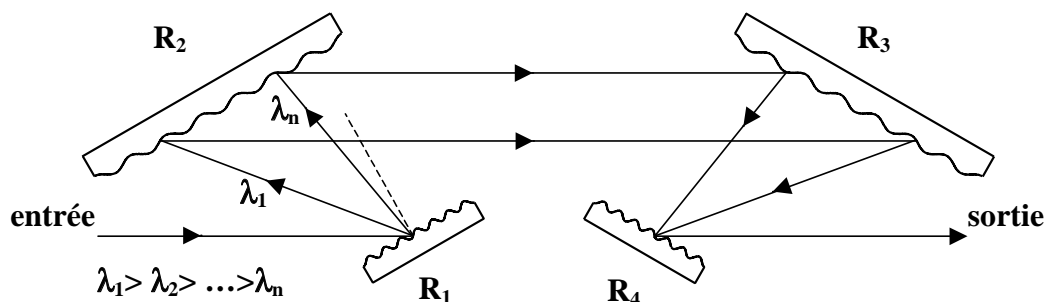


FIG. 2.8 – Principe d'un compresseur à réseaux de diffraction

Un examen rapide de (2.15) montre que l'angle de diffraction augmente avec la longueur d'onde, ceci est plus évident sur la dérivée de θ_r par rapport à ω :

$$\frac{d\theta_r}{d\omega} = -\frac{2\pi cN}{\cos \theta_r \omega^2} \quad (2.16)$$

comme $\cos \theta_r$ est positif pour $\theta_r \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]$, la dérivée est négative et θ_r est une fonction décroissante de la pulsation ω .

Le deuxième réseau R_2 diffracte les longueurs d'onde suivant une direction parallèle à celle du faisceau initial puisque (2.15) est invariable par permutation de θ_i et θ_r . Après le second réseau, les longueurs d'onde sont donc étalées spatialement dans le plan de dispersion. Les deux derniers réseaux R_3 et R_4 permettent de recombinaison toutes les longueurs d'onde ensemble et de doubler en même temps la dispersion apportée par le compresseur. La figure (2.8) montre que ce système permet de retarder les grandes longueurs d'onde. En pratique, pour des raisons économiques et de compacité, le compresseur possède une géométrie repliée ce qui permet de n'utiliser que deux réseaux de diffraction (multiplexage en hauteur) ou bien un seul (multiplexage en hauteur et latéral).

La réponse spectrale d'un compresseur se calcule en considérant la propagation d'une onde plane dans celui-ci. Il est caractérisé par une réponse dans le domaine spectral $r_c = R_c(\omega)e^{i\varphi_c(\omega)}$. En ce qui concerne sa réponse en amplitude, elle est définie par la dimension des réseaux (par la taille de R_3 et R_4 dans la configuration de la figure (2.8)). Pour sa réponse en phase, examinons le système de deux réseaux de la figure (2.9), le déphasage entre l'onde incidente et l'onde émergente est calculé en prenant respectivement pour origine des phases le point A et le point B pour l'onde incidente et émergente [72]. Ce choix a l'avantage de simplifier le résultat. On appelle respectivement Σ_i et Σ_e les surfaces d'onde des ondes incidentes et émergentes. Le déphasage en fonction de la fréquence est calculé entre ces deux plans. Avant d'arriver au point A, le déphasage correspond à une même distance de propagation pour toutes les longueurs d'onde, il est donc

sans intérêt.

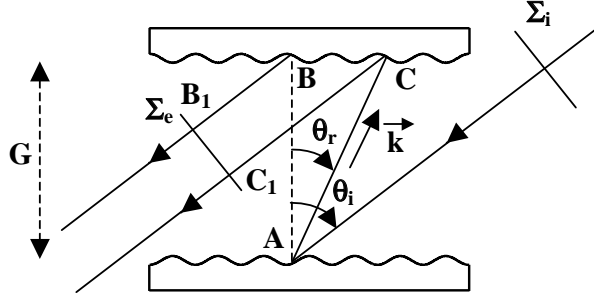


FIG. 2.9 – Schéma pour le calcul de la phase spectrale d'un compresseur

Après le deuxième réseau, quelque soit la fréquence, le déphasage φ_s pour atteindre le plan Σ_e s'écrit :

$$\varphi_s(\omega) = \vec{k}(\omega) \cdot \vec{BB}_1 \quad (2.17)$$

il correspond donc à une même distance de propagation pour chaque fréquence et peut être omis. Il ne reste plus que la contribution entre les deux réseaux qui s'exprime simplement sous la forme :

$$\varphi(\omega) = \vec{k} \cdot \vec{AB} = \frac{\omega}{c} G \cos \theta_r(\omega) \quad (2.18)$$

La phase d'un compresseur en double passage s'en déduit facilement :

$$\varphi_c(\omega) = 2 \frac{\omega}{c} G \cos \theta_r(\omega) \quad (2.19)$$

Il est souvent utile d'introduire la distance Z entre les points d'impact sur les deux réseaux de la trajectoire de la longueur d'onde centrale de l'impulsion, celle-ci s'exprime simplement :

$$Z = \frac{G}{\cos \theta_{r0}} \quad (2.20)$$

où θ_{r0} est l'angle de diffraction correspondant à la longueur d'onde λ_0 .

A partir de (2.19), on peut calculer les différents termes du développement de Taylor de la phase spectrale, on obtient jusqu'à l'ordre trois :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_{c,1} = \frac{2G}{c \cos \theta_r} (1 + \sin \theta_i \sin \theta_r) \\ \varphi_{c,2} = -\frac{8\pi^2 N^2 c G}{\omega^3 \cos^3 \theta_r} = -\frac{\lambda^3 G N^2}{\pi c^2 \cos^3 \theta_r} \\ \varphi_{c,3} = \frac{3}{2} \frac{\lambda^4}{\pi^2 c^3} \frac{G N^2}{\cos^5 \theta_r} (1 + \sin \theta_i \sin \theta_r) = -\frac{3}{2} \frac{\lambda}{\pi c} \frac{1}{\cos^2 \theta_r} (1 + \sin \theta_i \sin \theta_r) \varphi_{c,2} \end{array} \right. \quad (2.21)$$

Étireur à réseaux de diffraction

Le schéma précédent apporte de la dispersion négative, l'étireur doit quand à lui avoir une dispersion opposée. La solution pour atteindre cet objectif à partir de réseaux de diffraction est d'intercaler un système optique de grandissement à -1 après le premier réseau de diffraction [4].

Sur la figure (2.10), nous avons représenté un étireur classique avec un afocal (système composé de deux lentilles dont le foyer image de la première est confondu avec le foyer objet de la seconde). Le premier réseau est placé entre le foyer objet F_1 et la lentille L_1 . Appelons d_1 la distance entre R_1 et le foyer objet F_1 .

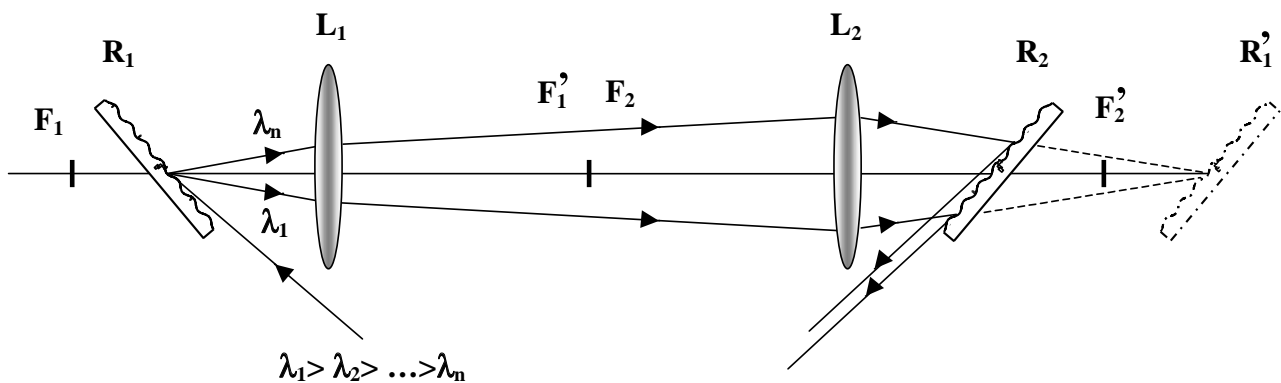


FIG. 2.10 – Principe d'un étireur à lentilles simple passage

Pour obtenir un grandissement de -1, les deux lentilles ont une même focale. L'image du premier réseau à travers l'afocal est située à une distance d_1 derrière le foyer image de la deuxième lentille. Le système des réseaux réel R_2 et virtuel R_1' est en fait équivalent à un compresseur standard avec une distance négative entre les deux réseaux. On obtient de cette façon une dispersion positive. Sur la figure (2.10), l'étireur est traversé une seule fois. Pour superposer les longueurs d'onde, un passage supplémentaire est nécessaire. On peut l'obtenir par exemple en rajoutant un dièdre (ascenseur) en sortie du deuxième réseau afin de traverser à nouveau le système à une hauteur différente.

De la même façon que pour les compresseurs, des configurations repliées d'étireurs sont possibles (étireur à une lentille), mais une possibilité supplémentaire réside dans le choix du télescope :

plusieurs solutions sont possibles; citons néanmoins le triplet de Öffner qui est très intéressant car il limite les aberrations du système [73, 74] et tend vers un étireur avec une phase spectrale opposée à celle d'un compresseur conjugué.

Sous réserve d'un système optique dont les aberrations sont négligeables, la phase spectrale d'un étireur est donc également donnée par (2.19) où la distance G est négative.

2.3.2 Dimensionnement d'un RBF simulant la réponse d'un étireur parfait

En pratique, chez notre fournisseur, la longueur L des RBF a été limitée par fabrication à une longueur de 30 cm. Comme on l'a vu, la longueur donne directement le terme de phase d'ordre deux, celui-ci est donc également limité.

Les paramètres du RBF sont résumés dans le tableau (2.2).

Le module de la réflectance est une supergaussienne d'ordre 20 de largeur à mi-hauteur

amplitude : supergaussienne				phase : paramètres de l'étireur parfait		
max	ordre	$\Delta\lambda$ (nm)	λ_0 (nm)	θ_i ($^\circ$)	Z (cm)	N (traits/mm)
$\sqrt{0.7}$	20	16	1054	72	-155	1740

TAB. 2.2 – Caractéristiques du RBF simulant un étireur standard

16 nm. La longueur d'onde centrale du RBF est 1054 nm. La réflectance en intensité a été limitée à 0.7 pour limiter les pertes dans la zone des grandes longueurs d'onde par couplage avec les modes de gaines. Nous avons donné les paramètres de l'étireur équivalent, la phase spectrale du RBF se calcule donc en utilisant (2.19). Pour le terme d'ordre deux, on trouve : $\varphi_{e,2} \simeq 8.8 \cdot 10^{-23} s^2$. On peut appliquer (1.32) pour évaluer la durée de l'impulsion étirée avec ce RBF :

si on considère une impulsion de LTMH en intensité de 200 fs, la largeur spectrale correspondante dans le cas d'une gaussienne est donnée par (1.20). On trouve alors pour l'impulsion étirée une durée $\Delta t \simeq 1.2$ ns.

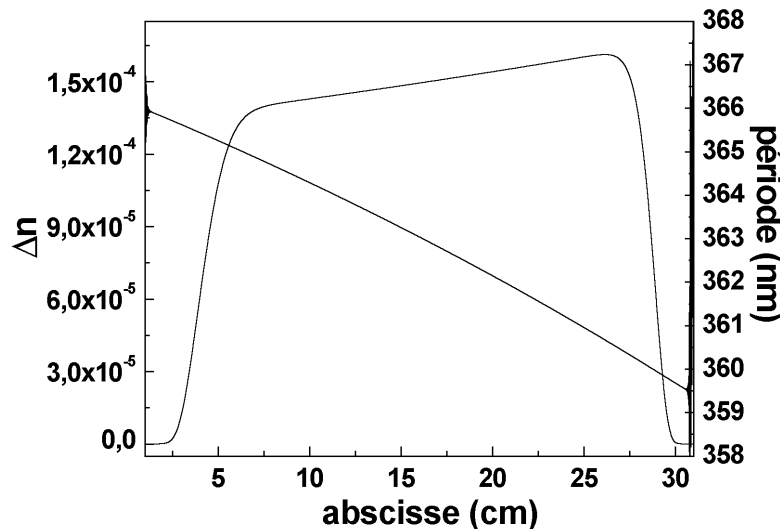


FIG. 2.11 – Paramètres du RBF simulant la réponse d'un étireur

2.3. Dimensionnement d'un RBF pour l'étirement d'impulsions courtes

Ce RBF permet donc d'avoir un facteur d'étirement F de l'ordre de 6000 pour une impulsion de départ de 200 fs.

Le résultat de l'algorithme DLP en tenant compte de la dispersion de la fibre est donnée sur la figure (2.11). Contrairement aux RBF avec une phase quadratique étudiés précédemment, la variation de la période avec z n'est plus linéaire et présente clairement une courbure. La modulation d'indice est quand à elle assymétrique. Ces propriétés sont la conséquence directe de la nonlinéarité du délai de groupe pour un étireur :

en effet, pour obtenir une réflectance en amplitude uniforme sur toute la bande passante du RBF, l'amplitude de la modulation d'indice doit s'adapter aux variations de pente de la période. On conçoit bien que localement une modulation d'indice plus importante soit nécessaire dans les régions où la pente $\frac{d\Lambda}{dz}$ est plus élevée puisque la zone résonante du RBF pour la longueur d'onde correspondante est alors réduite. Si on observe la figure (2.11), la pente de la période est plus faible à l'entrée du RBF qu'à la sortie ce qui explique que la modulation d'indice soit plus élevée en sortie. Au contraire, pour un RBF linéairement chirpé, la pente et la modulation d'indice sont constantes sur la bande passante du RBF.

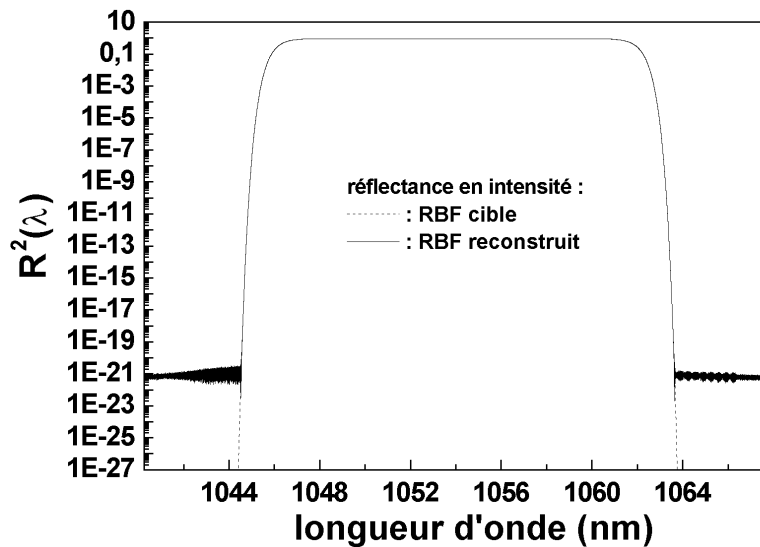


FIG. 2.12 – Comparaison de la réponse en amplitude du RBF cible et reconstruit en échelle logarithmique

L'algorithme DLP permet de tenir compte de tous les ordres de la phase d'un étireur puisque nous avons utilisé l'expression exacte de la phase spectrale. C'est un point très important car même les ordres supérieurs à l'ordre trois ont une contribution non négligeable lorsque l'on étudie la qualité de l'impulsion recomprimée.

Nous avons calculé la réponse spectrale du RBF ainsi synthétisé. Sur la figure (2.12), nous

avons reporté la réponse en amplitude du RBF cible (pointillé) ainsi que celle du RBF reconstruit (trait plein) en échelle logarithmique.

On s'aperçoit du très bon accord entre les deux courbes. La figure (2.13) représente la différence entre la phase spectrale du RBF cible et celle du RBF reconstruit. A nouveau, la phase résiduelle est très faible sur la bande passante du RBF. Ceci confirme l'efficacité de l'algorithme utilisé.

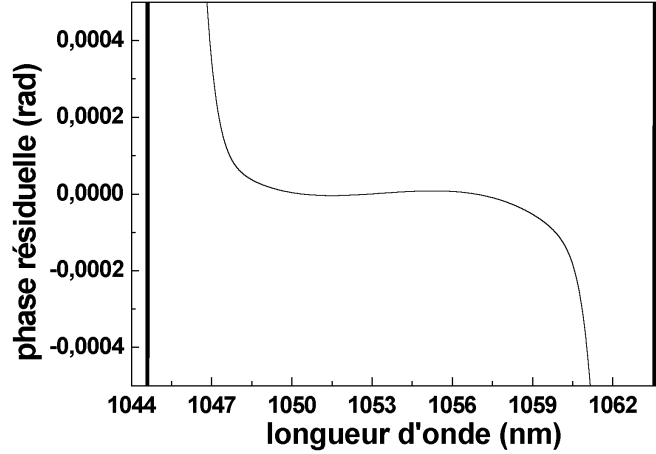


FIG. 2.13 – Différence de phase spectrale entre le RBF cible et le RBF reconstruit

2.4 Influence des effets non linéaires sur la recompression

Dans cette section, nous allons reprendre l'exemple du chapitre précédent pour étudier numériquement l'influence des effets non linéaires sur la recompression après étirement avec un RBF.

Nous rappelons les paramètres du RBF :

- amplitude de modulation effective : $\Delta n_{ac}^* = 2.3 \cdot 10^{-4}$
- longueur d'onde centrale : $\lambda_B = 1053 \text{ nm}$
- longueur : $L = 12 \text{ cm}$
- bande passante sur toute la longueur : $\Delta\lambda = 18 \text{ nm}$
- type d'apodisation : apodisation en sinus sur les côtés avec $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.2$

L'impulsion initiale a une durée $\tau = 300 \text{ fs}$ et la LTMH en intensité du mode fondamental de la fibre est $D = 6 \mu\text{m}$. On considère des énergies de 0.5, 2.5, 5 nJ ce qui correspond à des intensités crêtes I_c de 6, 30 et 60 GW/cm^2 .

La figure (2.14) donne la phase résiduelle de l'impulsion étirée après correction de la phase

idéale du RBF pour les énergies précédentes.

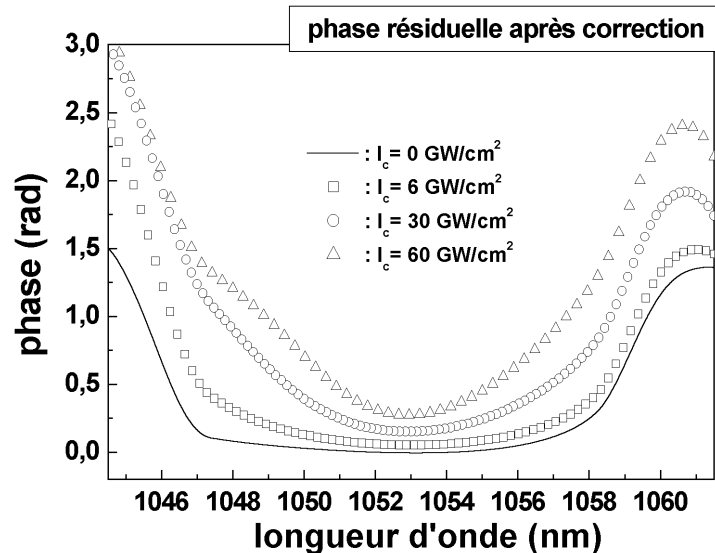


FIG. 2.14 – Phase résiduelle pour plusieurs intensités crêtes

Une augmentation de l'intensité crête de l'impulsion initiale se traduit par un accroissement de la courbure d'ordre 4 au niveau de la phase résiduelle. Sur la figure (2.15), nous avons tracé l'intensité des impulsions « recomprimées » correspondantes.

Clairement, une augmentation de l'énergie conduit à une perte de contraste pour l'impulsion recomprimée.

La contribution prépondérante des effets non linéaires provient sans aucun doute de l'auto-modulation de phase de l'impulsion directe. La phase non linéaire générée est transmise au niveau de l'impulsion étirée par couplage à travers la modulation d'indice. Cet effet a des conséquences néfastes pour nos applications et doit être évité.

Signalons que le principal inconvénient de l'outil numérique utilisé est le besoin de temps de calculs très importants pour simuler nos conditions expérimentales. Par conséquent, le développement de schémas numériques plus performants contribuerait à une plus grande efficacité de cet outil et permettrait une étude plus quantitative de l'influence des effets non linéaires en question. Dans notre cas, nous avons privilégié la démarche expérimentale qui donne les meilleurs résultats dans la mesure où on reste dans une plage d'intensité en deçà du seuil de dommage de la fibre.

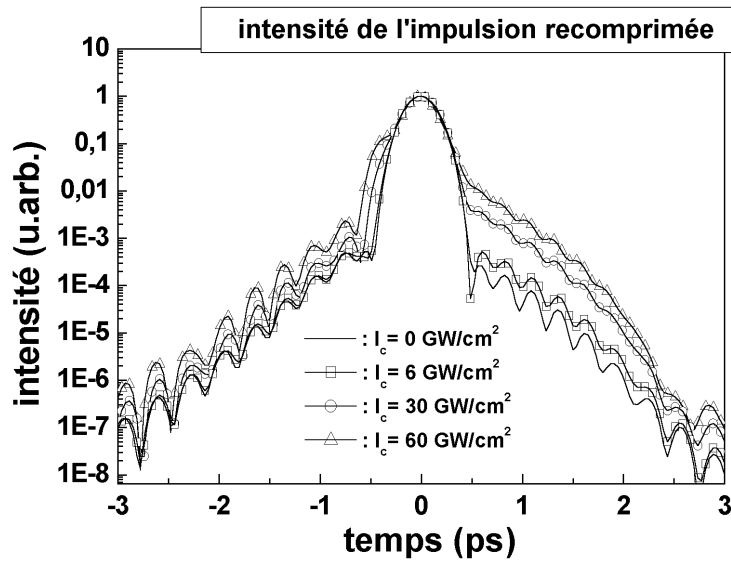


FIG. 2.15 – Intensité recomprimée pour plusieurs intensités crêtes

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié plus précisément les RBF pour l'étirement d'impulsions courtes. La première étape était d'introduire les méthodes utilisées pour la détermination des caractéristiques des RBF en fonction de la réponse spectrale souhaitée. La méthode de la réflexion ponctuelle a été présentée. Elle a l'avantage d'être simple mais ne donne pas la fonction d'apodisation. L'optimisation revient alors à l'étude de l'influence de l'apodisation sur la réponse du RBF. Cette technique est donc par principe incomplète. La meilleure solution consiste à traiter le problème inverse à partir de la théorie des ondes couplées. Evidemment, cela passe par l'utilisation de méthodes numériques. Parmi les différentes solutions proposées dans la littérature, nous avons choisi d'utiliser un algorithme différentiel type « Layer-Peeling » pour son efficacité et sa simplicité (contrairement aux autres méthodes, il est de même complexité que le problème direct). Nous avons donné le principe de cet algorithme dans sa version discrète dans le domaine spectral. Les résultats numériques s'avèrent très bon aussi bien dans le cas simple du RBF avec une phase quadratique que dans celui du RBF simulant la réponse spectrale d'un étireur standard à réseaux de diffraction. Les paramètres physiques du RBF conjugué à un compresseur classique ne présentent pas de structures complexes. Au contraire, la période et la fonction d'apodisation sont des fonctions lisses sans variations rapides. De ce point de vu, aucune difficulté potentielle ne semble donc apparaître et il est légitime de passer à la réalisation concrète de ce type de composant. Enfin, nous avons étudié l'influence des effets non linéaires à travers un exemple sur la recompression.

2.5. Conclusion

Dans les prochains chapitres, nous allons passer à l'étude expérimentale de RBF pour l'étirement d'impulsions courtes. Deux types de RBF par rapport à leur loi de phase ont été étudiés :

- les RBF linéairement chirpés : l'avantage de ces derniers est une plus grande simplicité pour leur fabrication et leur dimensionnement.
- les RBF simulant la réponse d'un étireur : leur dimensionnement et leur fabrication demande l'utilisation de procédés plus évolués.

Chronologiquement, nous avons d'abord étudié les RBF linéairement chirpés, ils nous ont permis de déterminer des propriétés intéressantes au niveau de l'impulsion réfléchie et de mettre en place un système de caractérisation performant. Le système mixte RBF-compresseur à réseaux de diffraction a ensuite pu être complètement étudié avec le deuxième type de RBF.

Chapitre 3

Caractérisation expérimentale de l'impulsion étirée avec un RBF

Une fois les RBF fabriqués et en notre possession, la première étape consistait à étudier les propriétés de l'impulsion réfléchie : il s'agit de l'objet de ce chapitre.

Des RBF linéairement chirpés et d'autres simulant un étireur standard ont pu être testés au cours de notre étude. Les RBF linéairement chirpés (de première génération) ont d'abord été fabriqués puisqu'ils ne nécessitaient pas l'utilisation d'un algorithme de calcul inverse pour leur dimensionnement. Ils nous ont permis de confronter les propriétés des RBF réels par rapport à celles des RBF idéaux. Les caractéristiques des RBF de première génération sont résumées dans le tableau (3.1).

numéro du RBF	apodisation	longueur (cm)	$\Delta\lambda(\text{nm})$	$\lambda_0(\text{nm})$	Δn_{ac}^*
1	non apodisé	10	20	1053	$4.5 \cdot 10^{-4}$
2	non apodisé	20	20	1053	$4 \cdot 10^{-4}$
3	non apodisé	20	20	1053	$3.5 \cdot 10^{-4}$
4	non apodisé	20	20	1053	$2.3 \cdot 10^{-4}$
5	supergaussienne ($m=4$ et $\alpha=0.7$)	15	30	1053	$4 \cdot 10^{-4}$

TAB. 3.1 – *Caractéristiques des RBF de première génération (ils sont tous linéairement chirpés)*

Une deuxième génération de RBF a ensuite été étudiée : les RBF simulant un étireur. Signalons que d'une génération à l'autre, la longueur maximale des RBF techniquement possible à inscrire est passée de 20 cm à 30 cm. Cette augmentation se traduit par un étirement plus important pour les RBF de seconde génération. Les résultats concernant ces derniers sont plutôt donnés dans le chapitre suivant où on considérera la recompression.

Lors de l'étude des premiers RBF, nous nous sommes très rapidement rendu compte de la dépendance de leur réponse par rapport à l'état de polarisation de la lumière injectée. Nous débuterons donc ce chapitre en donnant les résultats expérimentaux associés ainsi qu'une interprétation simple. L'utilisation d'une expérience de corrélation croisée (cross-correlation) a permis de mesurer avec une grande précision l'enveloppe temporelle de l'impulsion réfléchie. Cette étude a permis d'obtenir des résultats intéressants que nous détaillerons dans la suite. Enfin, nous présenterons le dispositif utilisé pour mesurer le délai de groupe apporté par les RBF et les résultats obtenus. Il s'agit en effet de la grandeur essentielle à maîtriser pour nos applications.

3.1 Réponse des RBF en fonction de la polarisation de l'impulsion injectée

3.1.1 Premières observations

Nous avons d'abord mesuré la densité spectrale de l'impulsion réfléchie avec un spectromètre HR320 (Jobin-Yvon) et son profil temporel avec une photodiode rapide. Le signal de la photodiode est visualisé avec un oscilloscope à échantillonnage (typiquement, la réponse impulsionnelle de la photodiode connectée à l'oscilloscope est de 400 ps). Rappelons qu'un RBF fonctionne en réflexion, il est par conséquent nécessaire de dissocier l'impulsion incidente de l'impulsion réfléchie. Nous avons choisi un système optique nécessitant la traversée de composants à un nombre de reprises relativement important. Le but était d'isoler le mieux possible l'oscillateur contre les retours.

Dispositif expérimental

Afin d'étudier la réponse d'un RBF, nous avons utilisé le montage décrit sur la figure (3.1) :

la source utilisée est un oscillateur commercial (de type GLX200 de la société Time Bandwidth Product) Nd³⁺:verre (le composant actif est l'ion Néodyme 3 fois ionisé dans une matrice de verre). Les modes de la cavités sont bloqués en phase, on obtient ainsi des durées de 200 fs à 300 fs suivant la longueur d'onde centrale. L'oscillateur délivre une puissance moyenne de l'ordre de 100 mW à une cadence de 77 MHz (cela correspond à une énergie par impulsion de 1.2 nJ).

Une fente dans la cavité permet d'ajuster la longueur d'onde centrale de l'impulsion courte; typiquement, elle varie entre 1053 nm et 1060 nm. L'impulsion courte est linéairement polarisée dans le plan horizontal. L'association d'une lame demi-onde et d'un polariseur P₁ (prisme de Glan-Taylor) permet de contrôler l'énergie de l'impulsion injectée dans le RBF. Le polariseur transmet la polarisation dans le plan de la figure (parallèle : p) et

3.1. Réponse des RBF en fonction de la polarisation de l'impulsion injectée

réfléchit celle qui est normale à la figure (perpendiculaire : s).

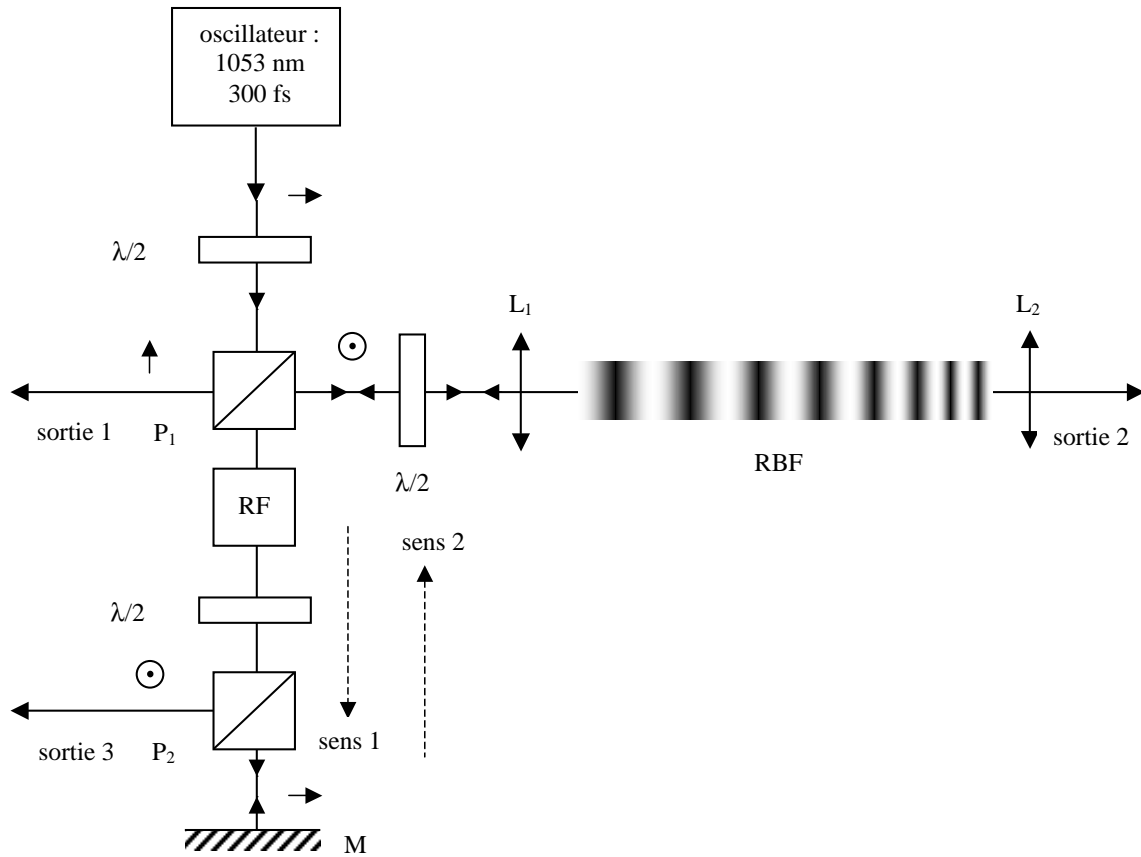


FIG. 3.1 – Extraction d'une impulsion réfléchie par un RBF

En réalité, la polarisation s n'est pas réfléchie à 90° par rapport à la direction incidente. Toutefois, pour simplifier les schémas, nous considérons ce cas. L'impulsion transmise par P_1 a donc sa polarisation parallèle par rapport à la figure. Un rotateur de Faraday (RF) la fait alors tourner de 45° dans le plan normal à la direction de propagation. Une deuxième lame demi-onde permet de ramener la polarisation de l'impulsion dans le plan parallèle : dans le sens de propagation 1, l'ensemble rotateur de Faraday-lame demi-onde ne change donc pas l'état de polarisation. L'impulsion est alors transmise par un deuxième polariseur P_2 et renvoyée dans ce système optique par le miroir M . Le polariseur transmet toujours l'impulsion mais l'ensemble rotateur de Faraday-lame demi-onde tourne cette fois-ci la polarisation de 90° (voir figure (3.2)). En effet, contrairement à la lame $\lambda/2$, le rotateur de Faraday tourne la polarisation d'un même angle dans le même sens indépendamment du sens de propagation. Par conséquent dans un cas, les rotations s'ajoutent tandis que dans l'autre cas, elles se compensent.

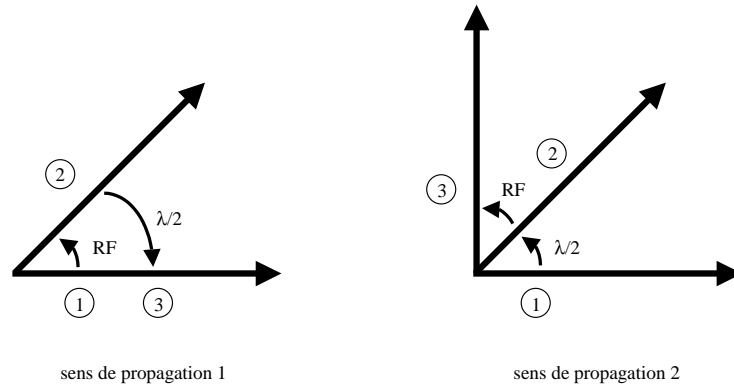


FIG. 3.2 – Evolution de la polarisation après chaque composant en fonction du sens de propagation

Au niveau du polariseur P_1 , la polarisation est donc perpendiculaire et l'impulsion est envoyée vers le RBF. Une troisième lame $\lambda/2$ permet de contrôler la direction de polarisation de la lumière injectée dans le RBF. Un objectif de microscope L_1 (ouverture numérique de 0.25) focalise le faisceau dans la fibre. Un objectif semblable est utilisée pour recollimater le faisceau transmis (sortie 2). En supposant qu'il n'y ait pas de dépolarisation dans la fibre, l'impulsion étirée a une polarisation s avant P_1 . Elle est donc réfléchi par ce dernier vers l'ensemble RF- $\lambda/2$. Comme dans ce sens de propagation, celui-ci ne change pas la direction de polarisation, l'impulsion étirée est réfléchi par P_2 (sortie 3).

En pratique, il y a cependant de la dépolarisation dans la fibre. L'autre composante est donc transmise par P_1 (sortie 1).

Spectre et profil temporel de l'impulsion réfléchi

Le dispositif expérimental permet de caractériser aussi bien l'impulsion réfléchi (les deux états de polarisation correspondants aux sorties 1 et 2 de la figure (3.1)) que l'impulsion transmise (sortie 2).

Nous définissons l'efficacité globale de l'étirement par le rapport entre la puissance de l'impulsion réfléchi par le polariseur P_2 et la puissance disponible devant l'objectif de microscope L_1 . En pratique, pour les RBF de première génération, nous avons mesuré une efficacité de l'ordre de 20 %. Ce nombre relativement faible provient essentiellement des pertes lors de l'injection dans la fibre monomode (on peut estimer l'efficacité du couplage entre 50% et 65%) et induites par notre système d'extraction multi-passages (la réflectance des RBF est quand à elle estimée à 85%).

On repère par l'angle α la direction de polarisation de l'impulsion injectée dans le RBF.

3.1. Réponse des RBF en fonction de la polarisation de l'impulsion injectée

α est mesuré par rapport à une direction de référence arbitraire.

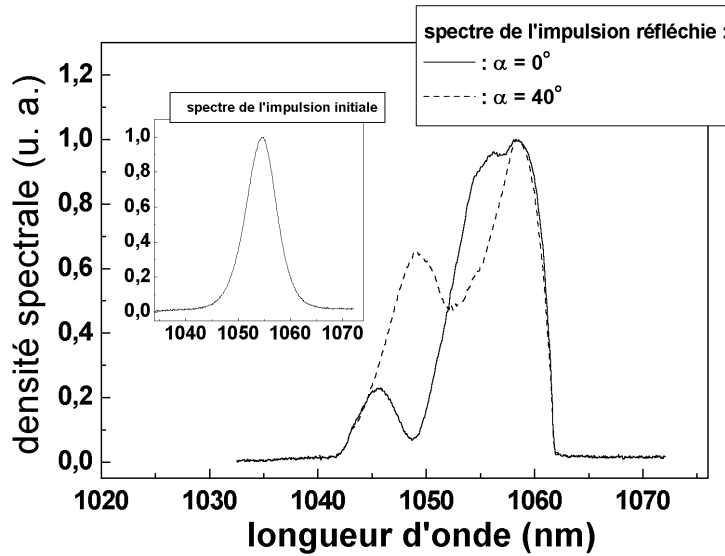


FIG. 3.3 – Spectre de l'impulsion réfléchie pour deux états de polarisation linéaire distincts

Nous avons testé le RBF 3 (conférer le tableau 3.1). Il s'agit d'un RBF non apodisé de longueur 20 cm et de 20 nm de bande passante en champ sur toute la longueur. La figure (3.3) donne le spectre de l'impulsion réfléchie pour deux directions de polarisation séparées d'un angle de 40° (composante s récupérée au niveau du polariseur P_2). En encart, figure le spectre de l'impulsion initiale. Pour un spectre initial de forme sensiblement gaussienne, le spectre de l'impulsion réfléchie est modulé.

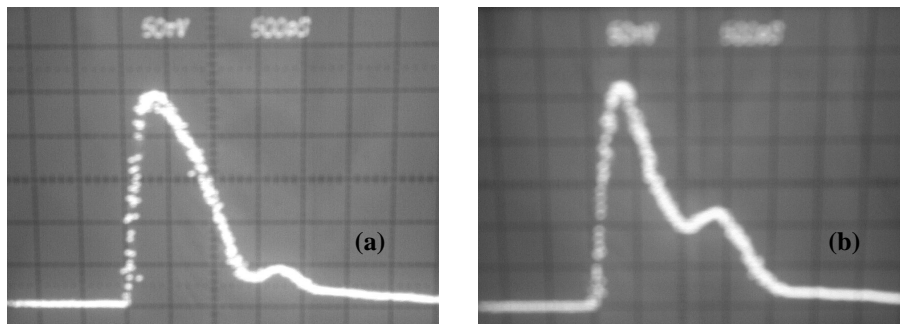


FIG. 3.4 – profil temporel de l'impulsion réfléchie pour deux états de polarisation linéaire distincts:

(a) : $\alpha = 0^\circ$, (b) : $\alpha = 40^\circ$

3. Caractérisation expérimentale de l'impulsion étirée avec un RBF

Par exemple, pour la direction de référence $\alpha = 0$, la séparation entre les deux maxima est de 12.9 nm. Le minimum est quand à lui situé autour de 1048.8 nm. Après rotation de la direction de la polarisation incidente d'un angle de 40° , le minimum se trouve autour de 1052.4 nm. Sur la figure (3.4), nous reportons le profil temporel mesuré avec une photodiode correspondant aux deux cas précédents.

La relation avec les spectres de la figure (3.3) est immédiate :

en effet dans les deux cas, la forme est très comparable (l'inversion provient du fait que les grandes longueurs d'onde sont en avance sur les petites longueurs d'onde au niveau de l'impulsion réfléchie). Ceci montre bien que l'impulsion extraite du RBF est étirée. Effectivement, on a vu que dans cette situation, le profil temporel était homothétique de la densité spectrale (voir par exemple la relation (1.33)). La photodiode donne une durée au pied de l'impulsion de 2 ns. Cette valeur est en bon accord avec l'étirement attendu pour un RBF de 20 cm.

Sur la figure (3.5), nous avons reporté les composantes s et p de l'impulsion réfléchie pour $\alpha = 0^\circ$. L'énergie perdue sur une composante semble se retrouver sur l'autre polarisation.

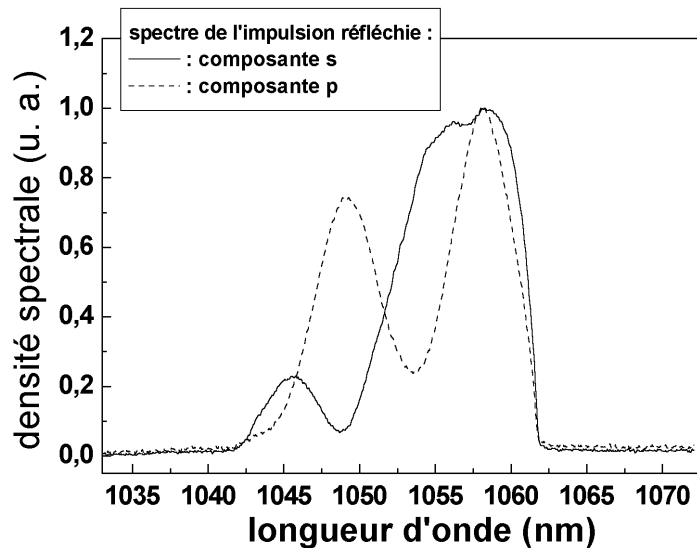


FIG. 3.5 – Composantes du spectre de l'impulsion réfléchie pour $\alpha = 0^\circ$

Cependant, sachant que la composante s a la contribution la plus importante (nous n'avons pas mesuré précisément le poids relatif des deux composantes), le spectre total (somme des deux composantes) est déformé. Il manque de l'énergie dans la région des petites longueurs d'onde. Remarquons que dans le domaine spectral, nous mesurons en plus du spectre de l'impulsion réfléchie par le RBF, celui de l'impulsion réfléchie par la face d'entrée de la fibre. Toutefois, la similitude entre les formes temporelle et spectrale indique que l'on peut négliger en première approximation la réflexion sur la face d'entrée.

Evaluation du φ_2

Il est possible d'utiliser la présence de la modulation pour estimer le déphasage d'ordre deux apporté par le RBF.

En effet, on a vu que pour une impulsion à forte dérive de fréquences, la relation (1.32) entre temps et pulsation est valable : $t = \varphi_2 \omega$. Par conséquent, en utilisant la position des maxima, on peut évaluer le terme φ_2 .

On aura donc : $\Delta t = \varphi_2 \Delta \omega$ où Δt et $\Delta \omega$ sont respectivement l'écart temporel et spectral entre les deux maxima. En utilisant cette relation, on trouve $\varphi_{2,exp} \approx 6.8 \cdot 10^{-23} s^2$.

La valeur attendue pour un RBF linéairement chirpée est (relation (1.84)) : $\varphi_{2,th} = \frac{2n_{eff}L}{c\Delta\Omega}$.

En utilisant cette dernière avec $n_{eff} = 1.45$, on obtient $\varphi_{2,th} = 5.7 \cdot 10^{-23} s^2$. Compte tenu de l'incertitude sur l'évaluation de la valeur expérimentale, les deux résultats sont en bon accord. Encore une fois, cela montre que le RBF étire bien les impulsions courtes injectées.

Influence des effets non linéaires

En pratique, le RBF n'est pas inscrit directement au bord de la fibre. Cette distance peut facilement être évaluée avec la photodiode en mesurant le temps entre l'impulsion réfléchiée par la face d'entrée de la fibre et celle réfléchiée par le RBF. Dans notre cas, on trouve une longueur de l'ordre d'une vingtaine de cm. Sur de telles distances de propagation d'une impulsion courte dans une fibre, l'auto-modulation de phase n'est pas négligeable.

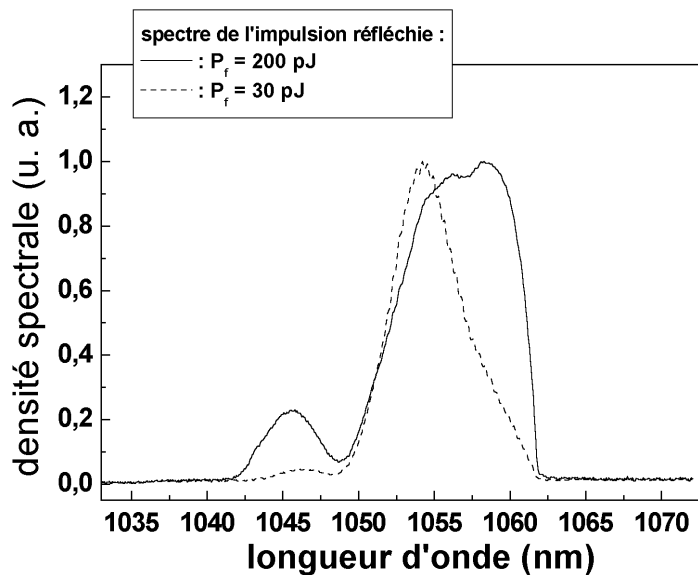


FIG. 3.6 – Spectre de l'impulsion réfléchiée en fonction de l'énergie dans la fibre

3. Caractérisation expérimentale de l'impulsion étirée avec un RBF

Pour s'en convaincre, il suffit de regarder la largeur spectrale de l'impulsion réfléchiée en fonction de l'intensité optique injectée. La figure (3.6) montre le spectre de l'impulsion réfléchiée (toujours la composante s) pour des énergies dans la fibre évaluée à 30 et 200 pJ. Il s'agit du cas $\alpha = 0^\circ$. A faible énergie, on peut s'apercevoir que le spectre est moins large qu'à forte énergie. Cet élargissement spectral révèle sans aucun doute la présence de l'auto-modulation de phase dans la portion de fibre devant le RBF. La modulation est toujours présente à la même position. Il s'agit donc d'un phénomène indépendant de l'intensité. La raideur prononcée du spectre aux grandes longueur d'onde provient de la bande passante finie du RBF. En effet, la coupure se situe autour de 1063 nm, valeur en accord avec les caractéristiques du RBF en question. La figure (3.7) donne le spectre de l'impulsion transmise en fonction de l'énergie. Signalons que la forme du spectre transmis est indépendante de la direction de polarisation devant la fibre. De même, l'élargissement spectral est évident sur cette figure. Par ailleurs, on observe la présence d'un maximum autour de 1053 nm dans les deux cas. Pour ce RBF, celui-ci a deux origines :

- la première provient du fait que le spectre de l'impulsion de départ est maximum autour de 1053 nm.
- la seconde est spécifique à ce RBF :
effectivement, nous avons observé sur les courbes en transmission données par nos fournisseurs un maximum à 1053 nm uniquement pour ce RBF. Il s'agit donc d'un défaut introduit lors de l'inscription.

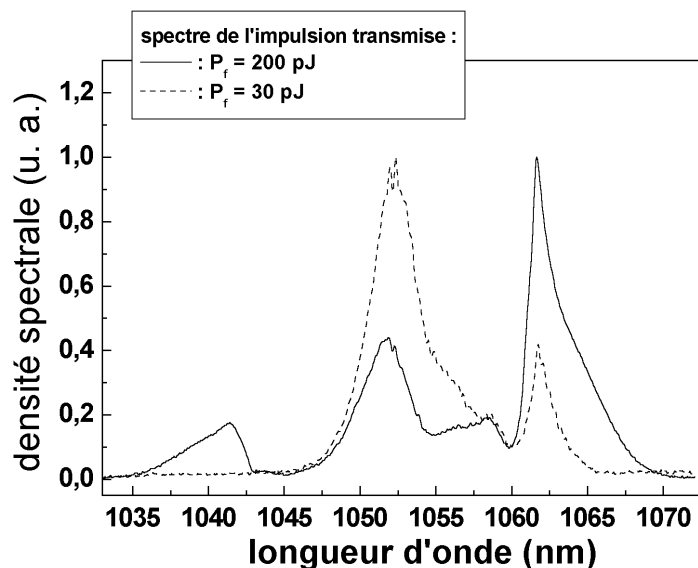


FIG. 3.7 – Spectre de l'impulsion transmise en fonction de l'énergie dans la fibre

Bilan

Ces premières mesures simples nous ont déjà permis de dégager des informations importantes sur les propriétés des RBF :

- nous avons démontré un étirement à 1053 nm avec des RBF
- la réponse du RBF étudié est dépendante de l'état de polarisation de l'impulsion injectée.
- la portion de fibre devant le RBF induit un élargissement spectral aussi bien de l'impulsion réfléchi que de l'impulsion transmise.
- le spectre global de l'impulsion réfléchi est déformé.

3.1.2 Etude quantitative de la dépolarisation

Nous venons de voir que la réponse du RBF étudié précédemment dépendait de l'état de polarisation de l'impulsion injectée.

Nous allons désormais réaliser une étude plus quantitative afin de mesurer des grandeurs caractéristiques de la polarisation. Les résultats obtenus seront alors indépendants de la densité spectrale de l'impulsion initiale. La comparaison des résultats dans plusieurs situations sera ainsi plus aisée. Nous pourrions déduire de cette étude des propriétés générales.

Analyse de la polarisation du faisceau réfléchi par la méthode de l'analyseur tournant

Dans toute la suite, on se place dans le contexte où la lumière est polarisée. D'une façon générale, pour une longueur d'onde λ donnée, l'état de polarisation de la lumière est elliptique [75]. Appelons a et b respectivement les petit et grand axes de l'ellipse (voir figure (3.8)).

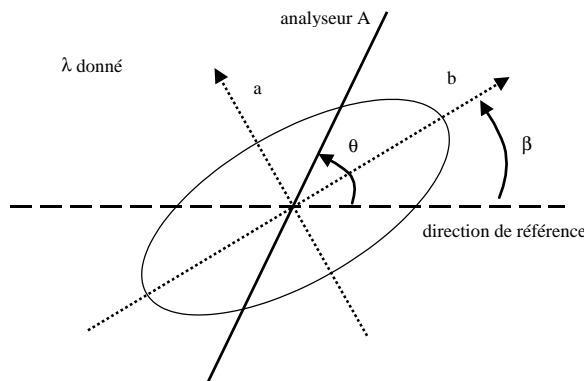


FIG. 3.8 – Polarisation elliptique pour une longueur d'onde donnée

3. Caractérisation expérimentale de l'impulsion étirée avec un RBF

Le cas d'une polarisation linéaire correspond à $a=0$ ou $b=0$. On obtient une polarisation circulaire lorsque $a=b$.

Les variables pertinentes pour décrire l'ellipse sont :

- l'ellipticité $e(\lambda)$ définie par :

$$e(\lambda) = \frac{a}{b} \quad (3.1)$$

- l'azimuth $\beta(\lambda)$: il s'agit de l'angle entre le grand axe et une direction de référence.

Ces deux paramètres permettent de caractériser complètement l'état de polarisation pour une longueur d'onde donnée.

Maintenant, nous allons décrire comment on peut y accéder expérimentalement.

On utilise pour cela la méthode de l'analyseur tournant [75] :

considérons un faisceau monochromatique à la longueur d'onde λ . L'état de polarisation de ce faisceau est analysé avec un polariseur A. Ce dernier est caractérisé par l'angle θ entre son axe propre et la direction de référence (voir figure (3.8)). Une mesure de l'intensité lumineuse transmise par l'analyseur en fonction de θ permet de déduire les paramètres e et β . En effet, on peut montrer facilement que l'intensité transmise par l'analyseur peut s'écrire :

$$I_\lambda(\theta) = C [(b^2 - a^2) \cos^2(\theta - \beta) + a^2] \quad (3.2)$$

où C est une constante proportionnelle à l'intensité initiale du faisceau. Il s'agit de la loi de Malus.

L'extraction de e et β à partir de (3.2) est alors aisée.

Dispositif expérimental et extraction des données

Expérimentalement, on mesure directement l'intensité donnée par (3.2) pour toutes les longueurs d'onde composant l'impulsion réfléchie par le RBF. Cette mesure peut être reproduite pour plusieurs états de polarisation de l'impulsion injectée.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure (3.9) :

afin de ne pas modifier la polarisation de l'impulsion réfléchie, on utilise une lame mince de silice en réflexion pour en prélever une partie. Cette lame est inclinée d'un angle très faible par rapport à la direction de propagation. Dans ces conditions, les composantes s et p ont le même coefficient de réflexion en amplitude mais subissent un déphasage relatif de π indépendamment de la longueur d'onde. La lame n'altère donc pas les mesures (elle ne rajoute qu'une constante sans importance au niveau de l'azimuth). Signalons d'autre part que nous avons utilisé une lame d'épaisseur $500 \mu m$ avec des faces non parallèles. Par conséquent, suffisamment loin de la lame, on peut dissocier spatialement les réflexions sur les deux faces de la lame. Cela permet d'éviter notamment des interférences au niveau du spectromètre.

L'état de polarisation de l'impulsion injectée est toujours linéaire. Il est contrôlé par la lame demi-onde disposée juste avant la lame mince. On prend comme plan de référence

3.1. Réponse des RBF en fonction de la polarisation de l'impulsion injectée

celui de la figure. Tous les angles sont relatifs à celui-ci. On rappelle que α indique la direction de polarisation de l'impulsion injectée dans le RBF. La partie de l'impulsion prélevée est envoyée vers un ensemble composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur. La lame demi-onde permet de balayer l'ellipse (figure (3.2)) pour chaque longueur d'onde tandis que le polariseur est fixe. Celui-ci transmet la composante p de la polarisation. Cet ensemble est en fait équivalent à un seul polariseur mobile. Cette solution a été choisie car la rotation du polariseur dont nous disposons (prisme de glan-Taylor) induisait un déplacement du faisceau.

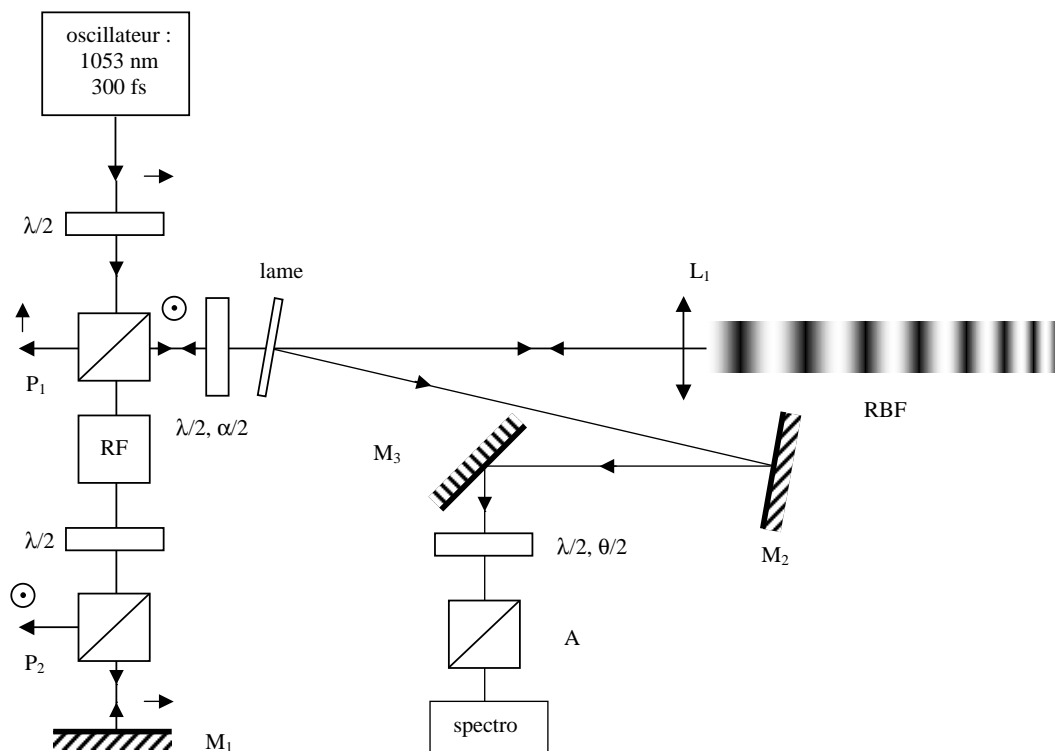


FIG. 3.9 – Dispositif expérimental pour la mesure de la polarisation de l'impulsion réfléchie

L'autre intérêt d'utiliser cet ensemble est de garder fixe la direction de polarisation à l'entrée du spectromètre. Ceci est indispensable pour la mesure puisque la réponse du spectromètre est elle même dépendante de la polarisation de la lumière (l'efficacité du réseau de diffraction dans le spectromètre est meilleure pour la composante p que pour la s).

Le faisceau transmis est ensuite analysé avec le spectromètre. Nous obtenons ainsi directement la quantité $I_{\alpha,\theta}(\lambda)$ où θ est référencé par rapport au plan de la figure. En pratique, la lame demi-onde est montée sur une monture motorisée, les mesures en fonction de θ sont alors rapides.

Notre dispositif nous permet d'obtenir simplement $I_{\alpha,\theta}(\lambda)$. Un programme d'optimisation effectue l'ajustement de la forme attendue (loi de Malus donnée par (3.2)) par rapport aux données expérimentales. Les paramètres optimisés sont les deux inconnues : l'ellipticité e et l'azimuth β .

Remarquons enfin que nous avons mesuré et tenu compte de la contribution de l'impulsion réfléchie par la face d'entrée de la fibre aux résultats expérimentaux. Nous avons effectué pour cela une mesure en dérégulant légèrement l'injection dans la fibre :

l'impulsion étirée par le RBF est alors très négligeable ce qui permet d'obtenir une référence. Pour mesurer la variation éventuelle de l'impulsion réfléchie par la face d'entrée avant et après déréglage de l'injection, il suffit de disposer une photodiode derrière le polariseur P_2 (voir figure (3.9)). Une seule mesure de cette contribution est suffisante pour l'extrapoler aux autres valeurs de l'angle α .

Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux concernent toujours le même RBF.

Cependant, la seule différence entre les conditions expérimentales des mesures effectuées précédemment et les suivantes réside dans un repositionnement dans le support de maintien du RBF :

cela signifie qu'entre les deux mesures, le RBF a été enlevé de son support pour réaliser des expériences avec d'autres RBF. Même cette différence entraîne des modifications dans la réponse du RBF étudié.

Avant de donner les résultats sur les paramètres de l'état de polarisation, il est intéressant de regarder la figure (3.10).

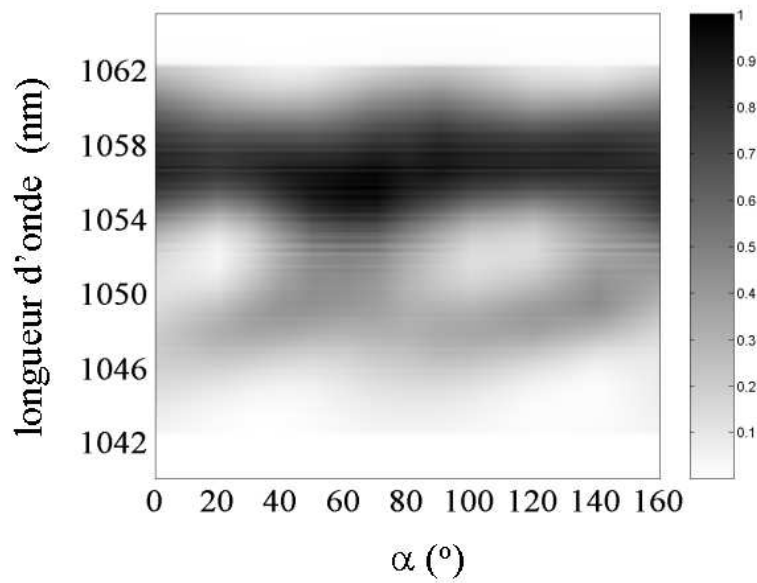


FIG. 3.10 – Densité spectrale de l'impulsion réfléchie en fonction de α

3.1. Réponse des RBF en fonction de la polarisation de l'impulsion injectée

Celle-ci représente la densité spectrale de l'impulsion étirée mesurée dans la même direction que celle de la polarisation de l'impulsion injectée dans le RBF. Expérimentalement, pour un angle α donné, il suffit de choisir θ correctement avec la lame demi-onde devant le polariseur A pour obtenir le spectre suivant la même direction de polarisation que celle de l'impulsion injectée dans le RBF. L'énergie de l'impulsion injectée est estimée à 350 pJ et la longueur d'onde centrale λ_0 de l'oscillateur est 1054 nm. Si la polarisation était conservée dans la fibre, la figure (3.10) serait indépendante de α . Or ce n'est pas le cas. On peut même se rendre compte que l'ensemble fibre-RBF ne possède pas d'états propres linéairement polarisés. Il existe néanmoins des valeurs de α favorables pour limiter la déformation du spectre. Le cas α autour de 60° peut par exemple être qualifié de position favorable. De plus, une quasi-périodicité de l'ordre de 90° en α est mise en évidence sur la figure.

Etude des paramètres caractéristiques de la polarisation en fonction de α
Nous venons de voir que le cas $\alpha=60^\circ$ correspondait à une position favorable pour minimiser la dépolarisation. La figure (3.11) présente les paramètres de l'état de polarisation e et β de l'impulsion réfléchi pour $\alpha=60^\circ$.

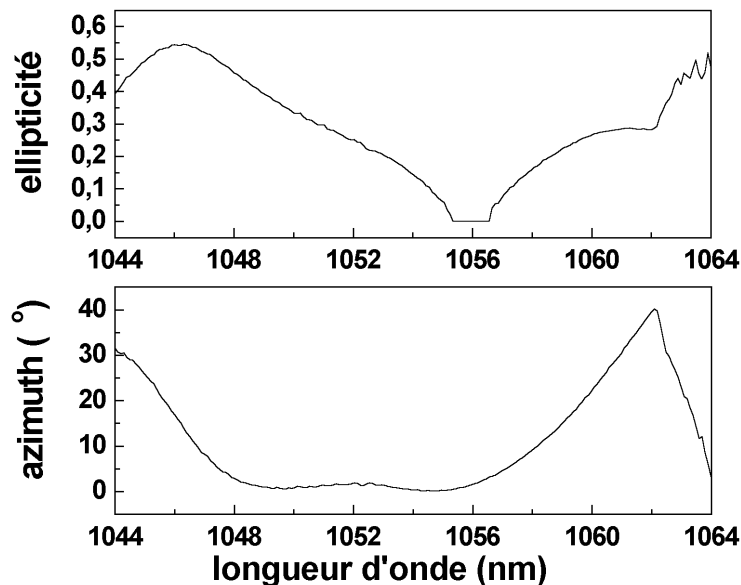


FIG. 3.11 – *Ellipticité et azimuth en fonction de la longueur d'onde pour $\alpha=60^\circ$*

Il apparaît clairement qu'aussi bien l'ellipticité que l'azimuth sont dépendants de la longueur d'onde. Si l'état $\alpha=60^\circ$ correspondait à un état propre, ces deux paramètres seraient indépendants de λ .

Observons maintenant la figure (3.12), elle représente e et β pour la position intermédiaire $\alpha=20^\circ$.

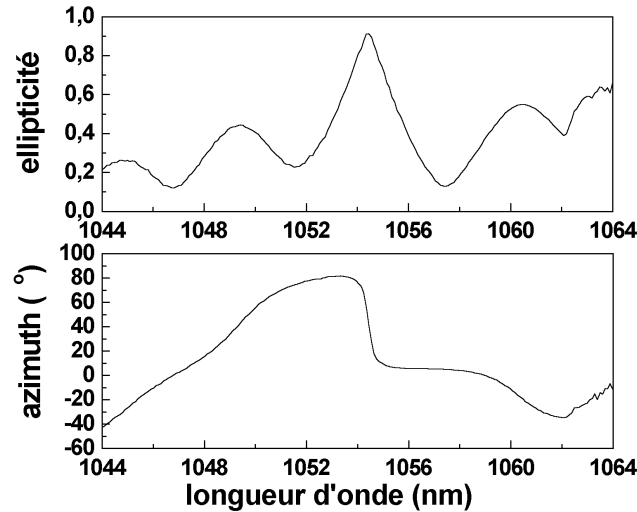


FIG. 3.12 – *Ellipticité et azimuth en fonction de la longueur d'onde pour $\alpha=20^\circ$*

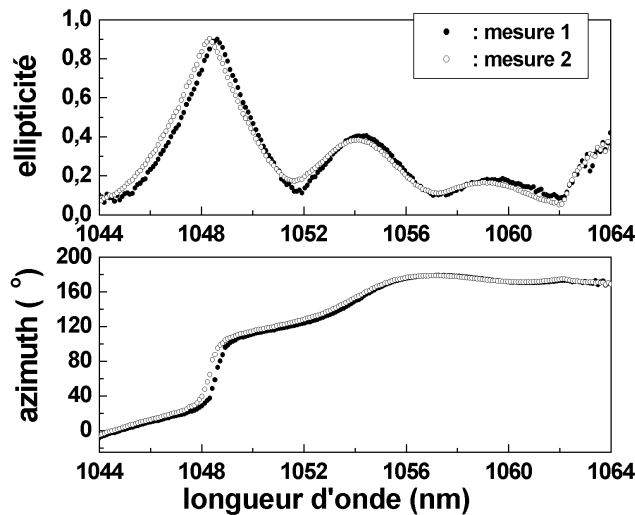


FIG. 3.13 – *Mesures effectuées deux journées différentes pour $\alpha=0^\circ$*

Cette fois-ci, l'ellipticité et l'azimuth varient dans de plus importantes proportions. Cela explique les modulations spectrales accentuées observables sur la figure (3.10) dans ce cas. Pour une longueur d'onde proche de 1054.5 nm, e est de l'ordre de 0.9. Dans cette situation, la polarisation est donc quasi-circulaire. L'azimuth correspondant est quand à lui indéfini ce qui est visible sur la figure (3.12) où on observe un saut de 90° .

Cette méthode donne donc des résultats cohérents avec la variation de la densité spectrale avec α (figure (3.10)). Il est important de noter que nous avons vérifié la reproductibilité des mesures d'un jour à l'autre (sans toucher le RBF). La figure (3.13) montre par exemple les résultats obtenus 2 jours différents. Ils sont en très bon accord.

Influence des effets non linéaires sur la mesure Comme nous l'avons déjà signalé, un des intérêts de cette mesure est d'obtenir des résultats normalisés, indépendants de la forme de la densité spectrale de l'impulsion injectée. Elle peut donc être utilisée pour étudier l'influence des effets non linéaires sur la dépolarisation observée. Il suffit pour cela d'effectuer des mesures en modifiant l'intensité de l'impulsion injectée.

Nous avons donc réalisé une série de mesures pour une énergie de l'impulsion injectée dans la fibre évaluée à 350 pJ et 60 pJ. Le résultat obtenu est représenté sur la figure (3.14) pour $\alpha=0^\circ$.

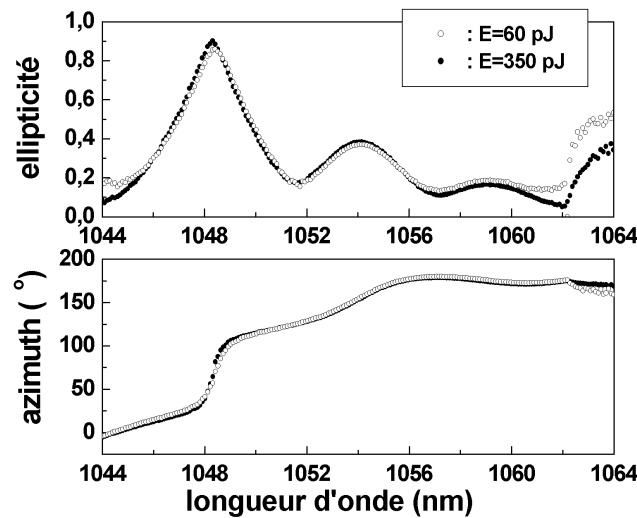


FIG. 3.14 – Mesures effectuées en fonction de l'énergie injectée pour $\alpha=0^\circ$

De façon évidente, on peut considérer qu'aux incertitudes de mesures près, les paramètres ont une dépendance similaire en fonction de la longueur d'onde. On peut constater un léger désaccord sur les bords du spectre. Celui-ci provient du fait qu'à fortes énergies, le spectre est élargie lors de sa traversée dans la section de fibre devant le RBF. Par conséquent, dans ces régions, la mesure est plus bruitée aux faibles énergies où la densité spectrale est quasi-nulle.

Nous avons présenté le résultat dans le cas particulier $\alpha=0^\circ$ mais pour les autres directions de polarisation, la conclusion est la même. Les effets non linéaires ne semblent pas être à l'origine de la dépolarisation et des modulations spectrales résultantes.

Spectre total de l'impulsion réfléchi et couplage avec les modes de gaine Le dispositif expérimental permet également d'obtenir les deux composantes normales de la polarisation dont l'une est repérée par l'angle α (et donc l'autre par $\alpha+90^\circ$). De cette façon, on peut reconstruire le spectre total de l'impulsion étirée. On peut notamment quantifier les déformations. La figure (3.15) montre le spectre total de l'impulsion réfléchi reconstruit pour deux énergies différentes dans la fibre. Le spectre initial est également

tracé sur cette figure pour servir de référence.

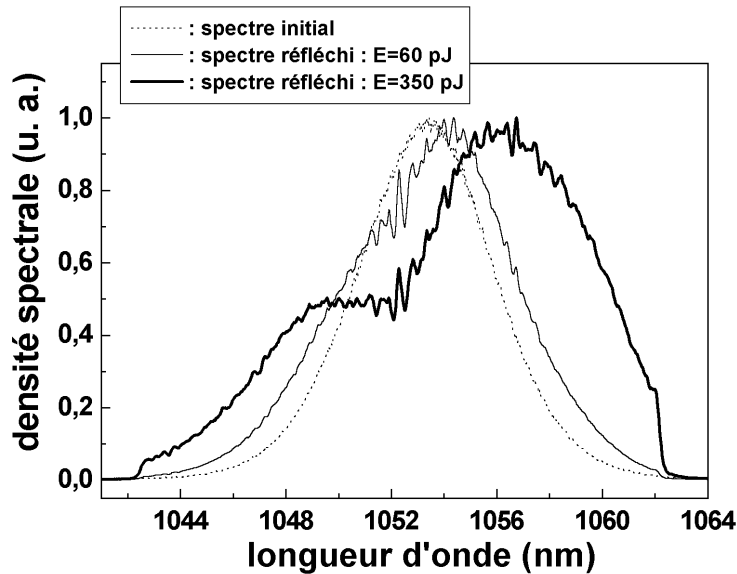


FIG. 3.15 – Spectre total de l'impulsion étirée en fonction de l'énergie injectée (nous avons également reporté le spectre de l'impulsion initiale)

En pratique, nous pouvons effectuer ces mesures pour n'importe quel angle α . Nous avons vérifié que le résultat était sensiblement invariant par rapport à cette grandeur.

Pour une énergie de 60 pJ, le spectre de l'impulsion réfléchi est plus large que celui de l'impulsion initiale et décalé vers les grandes longueurs d'onde. Pour une énergie de 350 pJ, l'effet est amplifié et le décalage vers les grandes longueurs d'onde est désormais de l'ordre de 2.5 nm. Par ailleurs, un creusement autour de 1053 nm est présent pour les hautes énergies. Nous attribuons cette propriété à un défaut lors de l'inscription de ce RBF. Nous avons déjà évoqué celui-ci lors de l'observation des spectres en transmission (figure (3.7)). Des pics liés à ce défaut sont très bien observables pour les deux énergies. La présence de ce défaut ne peut néanmoins pas expliquer la déformation du spectre vers les grandes longueurs d'onde. Ce genre de déformation est typique du couplage avec les modes de gaine de la fibre [76] :

nous avons déjà signalé l'existence des modes de gaine dans le cas d'une fibre optique possédant un cladding de rayon fini, entouré d'un milieu d'indice inférieur (conférer figure (1.8)). Pour un RBF chirpé avec une bande passante suffisamment grande (typiquement supérieure à 5nm), les petites longueurs d'ondes peuvent être couplées avec les modes de gaine. Cela se traduit par des pertes dans la région des faibles longueurs d'onde aussi bien pour l'impulsion réfléchi que pour l'impulsion transmise.

En ce qui concerne l'impulsion transmise, cet effet est particulièrement visible sur la figure (3.7) où il manque clairement des composantes spectrales dans la partie inférieure

3.1. Réponse des RBF en fonction de la polarisation de l'impulsion injectée

du spectre en longueur d'onde (sachant que l'impulsion de départ est centrée en 1053 nm). Pour comprendre comment ce couplage est possible, il suffit de raisonner avec la condition d'accord de phase :

considérons une longueur d'onde λ_0 située dans la bande passante d'un RBF chirpé. La période Λ du RBF varie avec la position dans un intervalle $\Delta\Lambda$. On nomme Λ_0 la période résonante avec λ_0 dans le cas classique du couplage entre le même mode fondamental. On attribue un vecteur d'onde au RBF défini par :

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda}$$

Appelons respectivement n_c et n_g l'indice effectif du mode fondamental et d'un mode de gaine à la longueur d'onde λ_0 . On a donc $n_c > n_g$. En supposant le couplage entre le mode fondamental et un mode de gaine, la condition d'accord de phase s'écrit :

$$n_c k_0 = K - n_g k_0 = \frac{2\pi}{\Lambda} - n_g k_0 = \frac{2\pi}{\Lambda_0} - n_c k_0 \quad (3.3)$$

Etant donné que $n_c > n_g$, il n'y aura donc possibilité de couplage avec un mode de gaine que si $\Lambda > \Lambda_0$. Pour un RBF chirpé, cela signifie que seules les faibles longueurs d'onde peuvent se coupler avec des modes de gaine dans la région où la période est la plus grande. Néanmoins, l'effet du couplage ne sera visible sur l'impulsion réfléchie que si l'interaction avec les modes de gaine a lieu avant l'interaction avec le mode fondamental réfléchi. Si ce n'est pas le cas, l'impulsion étirée n'a plus de pertes dans sa partie inférieure du spectre en longueur d'onde. Ceci veut donc dire que si le RBF est utilisé comme un étireur (grande période située à l'entrée du RBF), il y aura des pertes pour l'impulsion réfléchie; tandis que s'il est utilisé comme un compresseur en inversant simplement son sens, il n'y aura plus de pertes pour l'impulsion réfléchie.

Notons que le sens du RBF n'influe pas pour les pertes de l'impulsion transmise. En effet, si on appelle respectivement t_c et t_g la transmission des zones résonantes avec le mode principal et un mode de gaine pour λ_0 , on aura dans un cas une transmission globale de $t_c t_g$ et dans l'autre de $t_g t_c$. Le résultat est donc le même.

Il est clair que le couplage avec les modes de gaines est néfaste puisqu'il induit des pertes dans notre configuration. Il existe des moyens de le réduire plus ou moins efficacement :

- citons l'utilisation de fibres avec une ouverture numérique plus grande. Il en résulte une augmentation de la bande passante d'un RBF sans couplage (l'indice effectif du premier mode de gaine pouvant interagir est plus petit).
- il est possible de compenser les pertes en modifiant la fonction d'apodisation du RBF [76] : la réponse est constante spectralement mais l'efficacité est moindre.
- une autre possibilité est d'inscrire le RBF dans une fibre avec une photosensibilité uniforme dans le cœur et dans la gaine optique. Comme l'intensité du couplage est proportionnelle à l'intégrale de recouvrement des champs des modes en interaction

avec le profil transverse de la variation d'indice [77], l'intégrale sera nulle puisque les modes sont orthogonaux.

- on peut également utiliser des fibres avec une région intermédiaire entre le cœur et le cladding [77]. Le contrôle de sa dimension et de son indice permet de réduire le recouvrement spatial des modes de gaine avec le mode fondamental. Le couplage avec les modes de gaine est alors réduit.

Expérimentalement, la présence du couplage avec des modes de gaine peut donc être mise en évidence en observant soit le spectre de l'impulsion transmise soit celui de l'impulsion réfléchie en fonction du sens du RBF.

3.1.3 Éléments d'interprétation des résultats sur la dépolarisation

Nous venons de voir que si nous ne choisissons pas correctement l'état de polarisation de l'impulsion injectée dans le RBF, l'impulsion étirée présente des modulations en amplitude aussi bien dans le domaine spectral que temporel. Les résultats ont montré que cette propriété était indépendante de l'intensité. Cette dépendance de la réponse du RBF avec l'état de polarisation provient de la biréfringence dans la fibre.

Propriétés de biréfringence d'une fibre monomode standard

De façon générale, les propriétés de biréfringence des fibres monomodes standards sont très complexes. En effet, la biréfringence provient de plusieurs facteurs difficilement contrôlables [78]:

il peut s'agir d'une ellipticité locale du cœur introduite lors de la fabrication, de contraintes mécaniques externes (lors du maintien de la fibre par exemple), de courbures de la fibre, de variations de température ... Il en résulte une biréfringence qui varie aléatoirement le long de la fibre. Pour décrire une fibre, on la divise traditionnellement en sections dont les propriétés de biréfringences sont constantes. Chaque section i peut être décrite comme une lame biréfringente: elle possède deux axes propres, la différence d'indice entre l'axe rapide et l'axe lent est notée Δn_i et l'orientation de ses axes par rapport à une direction de référence est repérée par l'angle θ_i . D'une section à l'autre, les paramètres Δn_i et θ_i varient aléatoirement. Avec cette description, on peut montrer que la fibre possède deux axes principaux orthogonaux indépendants de la longueur d'onde au premier ordre [79]. Il est donc possible de conserver un état de polarisation linéaire si on injecte la lumière suivant l'un des axes principaux. La seule restriction étant que la fibre soit dans un environnement stable afin que l'orientation des axes principaux n'évolue pas au cours du temps. Pour une fibre courte de 50 cm, cette hypothèse semble réaliste. Pour des fibres de plusieurs km, pour conserver une polarisation linéaire, il est préférable d'utiliser des fibres à maintien

de polarisation. Il s'agit d'une fibre avec une forte biréfringence ajoutée artificiellement par fabrication (en utilisant par exemple des fibres à cœur elliptique). Cette fibre possède donc deux axes propres orthogonaux stables. Pour ce type de fibre, la différence d'indice entre les axes propres peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{-2} . Ceci est à comparer à la plage de variation pour une fibre monomode standard : $10^{-7} < \Delta n < 10^{-5}$.

Propriétés de biréfringence d'un RBF

Lors de l'inscription des RBF dans une fibre, il est bien connu qu'une biréfringence est induite [80]. Pour expliquer ce phénomène, deux raisons sont mises en avant :

- la première provient d'une absorption non uniforme lors de l'inscription du RBF. En effet, la fibre est insolée seulement par un côté. Cet effet a été démontré expérimentalement en fabriquant avec une technique d'exposition symétrique de la fibre des RBF faiblement biréfringents [81].
- la seconde est due à l'état de polarisation du faisceau UV utilisé pour l'inscription. L'influence de ce facteur sur les propriétés de biréfringence du RBF a été clairement démontrée dans [82].

Compte tenu que la fibre est elle-même biréfringente, il est préférable que la biréfringence induite lors de l'inscription du RBF soit plus forte. Ainsi, on pourra considérer que le RBF est semblable à une fibre à maintien de polarisation et possède des axes propres stables. Si ce n'est pas le cas, comme chaque longueur d'onde est réfléchi à des positions différentes dans le RBF, il n'est plus possible d'obtenir une description simple. Il faut connaître la variation de la biréfringence le long du RBF ce qui n'est pas possible.

Description de l'ensemble fibre-RBF

Lors de nos mesures, une portion de fibre d'une vingtaine de cm était présente devant le RBF. Il faut donc considérer l'ensemble fibre-RBF. Nous avons démontré expérimentalement que cet ensemble ne possédait pas d'états propres linéairement polarisés. On doit donc dissocier la contribution de la fibre de celle du RBF. Le moyen le plus simple de décrire cet ensemble est de considérer les deux éléments comme deux milieux avec des propriétés de biréfringence différentes et de considérer que l'inscription du RBF apporte la contribution la plus grande à la biréfringence. Les axes propres de la fibre ne sont pas alignés avec ceux du RBF et la variation d'indice entre les axes est plus grande pour le RBF que pour la fibre. Muni de ce modèle, la présence des modulations sur le spectre de l'impulsion réfléchi peut s'interpréter simplement :

comme il n'est pas possible que la lumière soit linéairement polarisée suivant un des axes propres du RBF en sortie de la section de fibre (puisque les orientations des axes propres de la fibre et du RBF sont supposées différentes), il y aura toujours deux composantes

dans le repère lié aux axes du RBF. Par conséquent, comme la distance de parcours dans le RBF pour les longueurs d'onde est différente, la dépolarisation sera également dépendante de λ . Aussi bien en sortie du RBF qu'en sortie de fibre, la dépolarisation dépend de la longueur d'onde et bien entendu de l'état initial. La conséquence est l'apparition de modulations spectrales suivant la direction de polarisation de l'impulsion injectée.

D'un point de vue quantitatif, on peut utiliser les matrices de Jones [75] pour décrire chaque milieu. Il est alors facile de connaître la réponse de l'ensemble fibre-RBF par simple produit de matrices. Néanmoins, la difficulté consiste à connaître les paramètres de chaque élément, à savoir l'orientation des axes propres par rapport à une direction de référence et la différence entre les indices des axes rapide et lent.

D'après ce modèle simple, supprimer la portion de fibre devant le RBF semble être très favorable puisqu'on aurait alors des états propres linéairement polarisés. La suppression des effets non linéaires dans cette portion est un autre argument pour la couper.

Comme cette propriété de dépendance de la réponse du RBF par rapport à l'état de polarisation ne constituait pas en lui-même un problème rédhibitoire, nous avons opté pour concentrer notre effort à la poursuite de la caractérisation des RBF comme étireur tout en gardant à l'esprit les éléments déduits des expériences effectuées. Nous ne sommes donc pas allé plus loin dans l'interprétation des résultats tout en sachant que des expériences complémentaires sont sans doute nécessaires pour caractériser par exemple la contribution de la fibre indépendamment de celle du RBF et vice-versa.

3.1.4 Conclusion

Cette section nous a permis d'étudier les propriétés d'un RBF en fonction de l'état de polarisation. En pratique, le choix de la polarisation de l'impulsion injectée est dictée par la minimisation des pertes de l'impulsion réfléchi pour cette même direction. Il existe ainsi des positions favorables. Ces propriétés proviennent de la biréfringence dans la fibre et le RBF.

Toutes ces mesures ont été effectuées avec un RBF de première génération. Nous avons vérifié avec tous les RBF de cette catégorie la présence d'un comportement identique. Cependant, pour les RBF de seconde génération, nous n'avons pas observé des modulations dans le spectre ou le profil temporel de l'impulsion étirée. Nous attribuons ceci au fait que ces RBF ont été inscrits dans une fibre différente.

3.2 Caractérisation du profil temporel de l'impulsion étirée par corrélation croisée (cross-correlation)

Dans cette section, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus lors de la caractérisation du profil temporel de l'impulsion étirée. Le but étant de comparer la réponse du RBF par rapport à celle d'un étireur classique et d'avoir une première idée sur la qualité des RBF. En général, la caractérisation de l'impulsion réfléchie s'effectue dans le domaine spectral (mesure de la densité spectrale et du délai de groupe), mais nous verrons dans la suite qu'une étude dans le domaine temporel avec notre dispositif se révèle très performante.

Nous allons d'abord décrire la méthode utilisée puis le dispositif expérimental associé. Nous donnerons alors les résultats expérimentaux pour plusieurs RBF.

3.2.1 Méthode de cross-correlation et mise en place expérimentale

Principe de la mesure

Au début de ce chapitre, nous avons présenté quelques mesures du profil temporel de l'impulsion étirée avec une photodiode rapide. Cette mesure permet simplement de visualiser l'allure du profil et en aucun cas d'obtenir des détails fins. Pour cela, nous avons utilisé un schéma de corrélation croisée. Le principe est illustré sur la figure (3.16) :

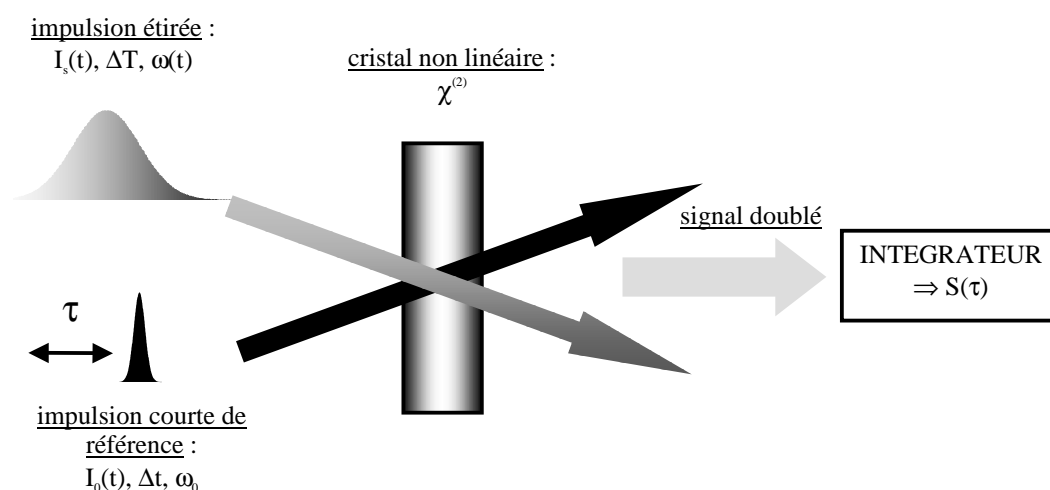


FIG. 3.16 – principe de la mesure du profil temporel de l'impulsion étirée par cross-correlation

l'impulsion étirée interagit dans un cristal non linéaire avec une impulsion courte pour donner naissance au signal à la fréquence somme. Les deux faisceaux fondamentaux sont

non colinéaires et disposés symétriquement par rapport à la normale du cristal, tandis que le faisceau somme est généré suivant cette direction. L'intérêt de cette configuration est de pouvoir séparer spatialement les faisceaux.

Appelons $I_s(t)$, ΔT et $\omega(t)$ respectivement le profil temporel, la durée et la distribution en fréquence de l'impulsion étirée. Pour l'impulsion courte, on nomme $I_0(t)$, Δt , $\Delta\omega$ et ω_0 son profil temporel, sa durée, sa largeur en fréquence correspondante et sa fréquence centrale. Le retard temporel par rapport à une origine arbitraire est appelé τ . Dans le domaine spectral, le signal somme est centré à la fréquence $\omega_2 = \omega_0 + \omega(\tau)$ et possède une largeur spectrale $\Delta\omega$. L'intensité, ou l'énergie du signal somme, mesurée avec un intégrateur dans le domaine temporel, est proportionnelle au produit de convolution entre l'intensité de l'impulsion étirée et celle de l'impulsion courte :

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_s(t)I_0(t - \tau)dt \quad (3.4)$$

Comme nous avons $\Delta t \ll \Delta T$, sur un intervalle de temps Δt , on peut considérer I_s constant (cela revient à remplacer I_0 par un dirac dans (3.4)). Par conséquent, le signal S est directement proportionnel au profil temporel de l'impulsion étirée :

$$S(\tau) \propto I_s(t = \tau) \quad (3.5)$$

La mesure de $I_s(t)$ nécessite donc d'acquérir S en fonction du retard entre les impulsions.

Dispositif expérimental

Le schéma de notre dispositif est représenté sur la figure (3.17) : on prélève au niveau du polariseur P_1 une partie de l'impulsion courte de départ; celle-ci est envoyée dans une ligne à retard variable composée de deux prismes D_1 et D_2 montés sur une platine de translation motorisée et d'un prisme D_3 fixe. La platine de translation a une course de 15 cm et un déplacement minimum de 1 μm par pas. Avec cette configuration à deux prismes, la course pour l'impulsion courte est multipliée par un facteur 4 ($\times 2$ pour chaque prisme) ce qui correspond à 60 cm; il en est de même pour la résolution spatiale, ce qui donne 4 μm . Si l'on rapporte ces valeurs dans le domaine temporel, la fenêtre de variation du retard τ est de 2 ns et le pas minimum est de 13 fs. L'impulsion courte est ensuite focalisée dans un cristal non linéaire de BBO de 1 mm d'épaisseur.

L'impulsion étirée est également dirigée vers le cristal de BBO par le polariseur P_2 . Les deux faisceaux sont superposés spatialement et synchronisés temporellement au niveau du cristal. Ils ont tous deux leur polarisation dans le plan perpendiculaire à celui de la figure (une lame $\lambda/2$ placée devant la lentille permet éventuellement de tourner leur polarisation) :

cette configuration de sommation de fréquence est appelée interaction de type I non colinéaire. L'onde à la fréquence somme est polarisée dans le plan parallèle. On définit

3.2. Caractérisation du profil temporel de l'impulsion étirée par corrélation croisée (cross-correlation)

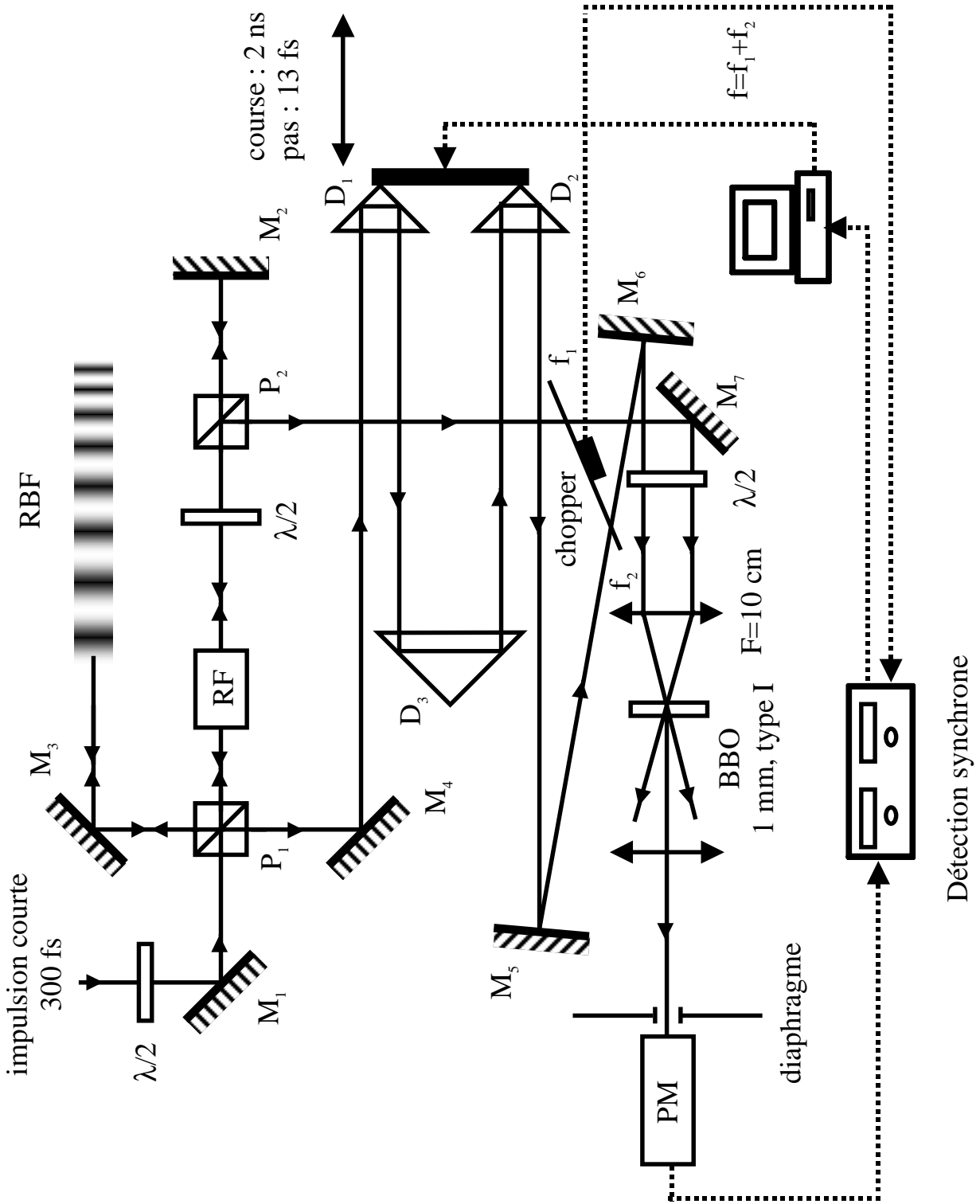


FIG. 3.17 – Dispositif expérimental pour la mesure du profil temporel de l'impulsion étirée par cross-correlation

l'acceptance spectrale du cristal dans cette configuration par la bande spectrale pour laquelle l'efficacité de conversion est sensiblement constante. On peut montrer qu'elle est inversement proportionnelle à la longueur du cristal [83]. Une longueur de 1 mm pour le cristal de BBO est un bon compromis pour garder une acceptation spectrale suffisante et assurer un signal assez important.

Le signal somme est détectée avec un photomultiplicateur (PM) connecté à une détection synchrone. La détection synchrone permet d'améliorer le rapport signal sur bruit. Celle-ci isole la composante de signal modulée à la fréquence f_1+f_2 des signaux parasites. f_1 est la fréquence de modulation de l'intensité de l'impulsion étirée, tandis que f_2 est celle de l'impulsion courte. Nous utilisons un modulateur mécanique (chopper) pour moduler l'intensité des deux faisceaux. La dynamique que nous obtenons avec ce dispositif est de l'ordre de 10^3 . Le rapport signal sur bruit des mesures est typiquement de l'ordre de 10^2 . Enfin, la résolution temporelle maximale de la mesure est estimée à 300 fs.

En pratique, l'acquisition des données est gérée sous Labview :

un ordinateur fait avancer le moteur d'un pas prédéterminé, la détection synchrone intègre alors le signal pendant un intervalle de temps choisi puis envoie la valeur à l'ordinateur où elle est sauvegardée; les opérations précédentes sont ensuite répétées jusqu'à ce que la plage temporelle sélectionnée de τ soit balayée.

3.2.2 Mesure du profil temporel de l'impulsion étirée avec un allongeur standard à réseaux de diffraction

Avant de donner les résultats pour les RBF, nous présentons le profil temporel mesuré dans le cas où l'impulsion courte est allongée avec un étireur standard. Cette mesure a été effectuée en utilisant un autre oscillateur (avec les mêmes caractéristiques que celui utilisé habituellement) servant de source à un amplificateur régénératif. L'impulsion courte est allongée avec un étireur composé de deux lentilles et deux réseaux de diffraction. La durée attendue de l'impulsion étirée est de 800 ps pour une impulsion initiale de 200 fs. Nous avons envoyé l'impulsion étirée et une partie de l'impulsion courte dans les bras adéquats de notre dispositif.

Nous avons effectué une mesure en utilisant un déplacement élémentaire de 133 fs. Le profil temporel enregistré est représenté sur la figure (3.18). Notons d'abord que l'impulsion étirée a une durée à mi-hauteur autour de 450 ps. Ce désaccord par rapport à la valeur attendue provient du fait que la durée de l'impulsion courte n'était pas de 200 fs mais plutôt supérieure à 300 fs. La forme du profil est assez symétrique par rapport au sommet. Si on regarde précisément la mesure, elle révèle la présence de creux et sauts brusques surtout près du sommet et pour des temps plus grands. Une deuxième mesure a confirmé la présence de ces structures à la même position en temps par rapport au sommet. Ces défauts sont donc réels et ne proviennent pas d'un artéfact de mesure. Nous attribuons

leur présence à des défauts sur les réseaux de diffraction.

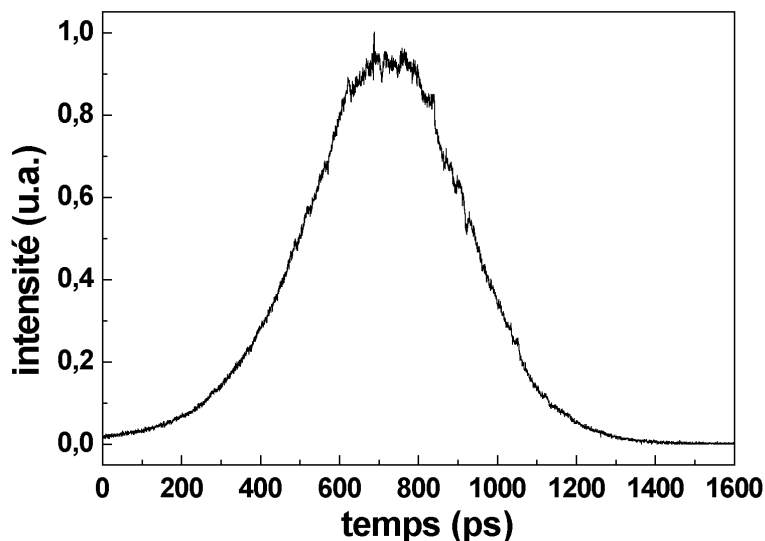


FIG. 3.18 – Profil temporel de l'impulsion allongée avec un étireur standard

3.2.3 Mesure du profil temporel de l'impulsion étirée avec un RBF apodisé de 15 cm

Nous choisissons d'étudier le RBF 5 (conférer tableau (3.1) pour ses propriétés). Ce RBF est apodisé. D'après les résultats du chapitre 1, on s'attend à obtenir un profil temporel lisse. Par ailleurs, compte tenu de ses caractéristiques (longueur de 15 cm et bande passante sur toute la longueur de 30 nm), une impulsion de 200 fs doit être étirée à une durée de 400 ps.

Résultats expérimentaux

Le profil temporel de l'impulsion étirée a été enregistré avec un pas de 133 fs. Lors de la mesure, le RBF était précédé d'une portion de fibre d'environ 40 cm. Le signal obtenu est tracé sur la figure (3.19). L'impulsion réfléchie est bien étirée temporellement. Cependant, la durée est de l'ordre de 300 ps. Cette valeur est inférieure à celle attendue. Cela provient du fait que l'impulsion courte avait une durée supérieure à 200 fs et à la présence de pertes par couplage avec les modes de gaine et par biréfringence. Effectivement, de même que pour le RBF 3 étudié précédemment, l'ensemble fibre-RBF dépolairise l'impulsion injectée. En plus de ces remarques générales, la trace enregistrée présente des modulations particulièrement prononcées autour du maximum du signal. L'encart de la figure (3.19) souligne cet aspect. On peut s'apercevoir que la période de la modulation varie typiquement entre 10 ps et 20 ps.

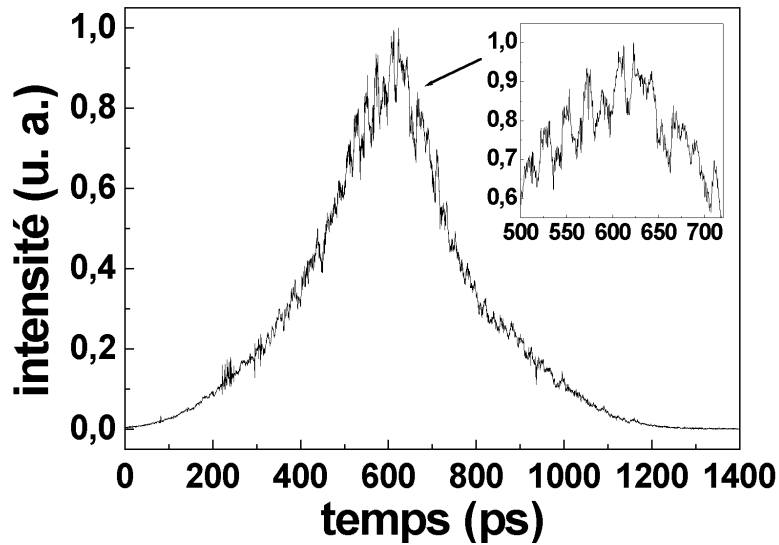


FIG. 3.19 – Profil temporel de l'impulsion étirée avec le RBF 5

Nous avons également effectué plusieurs mesures supplémentaires qui ont confirmé la présence de ces structures.

Malgré le fait que le RBF soit apodisé, le profil temporel de l'impulsion étirée n'est pas lisse. Il possède des modulations irrégulières et des structures complexes. Leur présence montre des écarts par rapport au RBF idéal modélisé dans le premier chapitre. Des défauts dans le RBF ont été certainement introduits lors de leur fabrication. La comparaison avec la figure (3.18) met en évidence immédiatement leur effet prépondérant.

Simulation de la réponse du RBF avec et sans défauts

On se propose d'utiliser la théorie développée au premier chapitre pour simuler la mesure effectuée dans le cas d'un RBF avec et sans défauts.

Paramètres du RBF Les caractéristiques du RBF utilisées sont celles du tableau (3.1). Le confinement du mode dans le cœur η est pris égal à 0.8. Cela donne pour l'amplitude de modulation effective : $\Delta n_{ac}^* = 3.2 \cdot 10^{-4}$. La longueur d'onde centrale de l'oscillateur est $\lambda_0 = 1053$ nm. Nous prenons une impulsion avec un profil temporel gaussien. Pour l'analyse qualitative effectuée ici, une grande précision au niveau de sa durée initiale n'est pas nécessaire. Nous l'estimons à 300 fs. Toutes ces valeurs sont utilisées pour calculer la réponse du RBF avec la méthode des matrices de transfert. La longueur d'une section élémentaire est de 100 μm .

Type de défauts L'influence des défauts sur la réponse des RBF a été déjà étudiée dans le contexte des télécommunications [84, 85, 86]. Il a été notamment montré numériquement

3.2. Caractérisation du profil temporel de l'impulsion étirée par corrélation croisée (cross-correlation)

l'extrême sensibilité de la réponse des RBF aux bruits d'amplitude et de phase : par exemple, dans [84], seul un bruit sur la période locale avec une amplitude absolue de 0.03 nm induit des variations du délai de groupe d'amplitude 50 ps.

Pour la simulation, on choisit d'introduire des défauts de phase dans le RBF : on considère que la période locale du RBF fluctue autour de la loi théorique d'un RBF parfait. On caractérise ces fluctuations par leur amplitude relative $\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda}$ où $\Delta\Lambda$ est l'amplitude absolue de variation. D'une section à l'autre, la variation $\Delta\Lambda$ varie aléatoirement avec une loi probabiliste normale.

Calcul du profil temporel pour un RBF avec et sans défauts de phase La figure (3.20) donne le résultat de la simulation pour un RBF avec et sans défauts de phase.

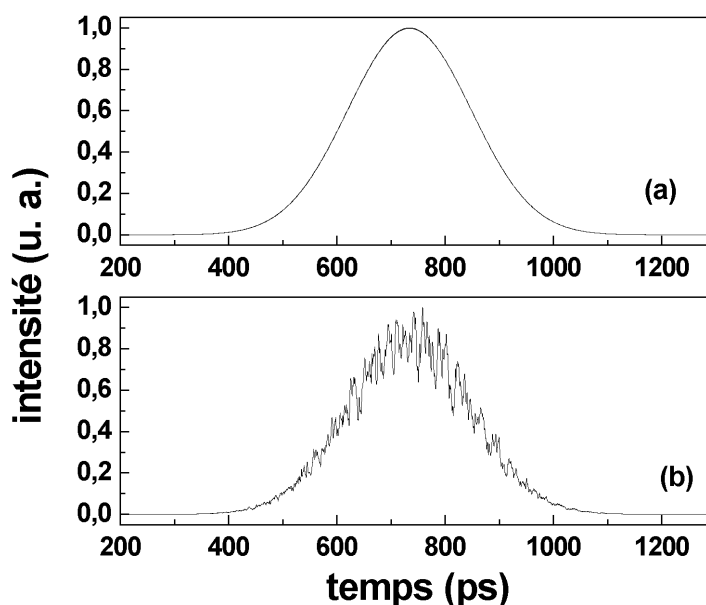


FIG. 3.20 – Profil temporel de l'impulsion étirée pour un RBF apodisé avec et sans défauts de phase :

(a) : sans défauts, (b) : avec défauts de phase

Nous avons choisi de prendre le rapport $\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda}$ égal à $5 \cdot 10^{-5}$. Cela correspond à une variation moyenne seulement de 0.02 nm (pour une période de l'ordre de 365 nm).

Pour le RBF idéal, nous obtenons sans surprise un profil lisse et régulier. Ce n'est plus le cas lorsque l'on considère des défauts de phase dans le RBF :

des modulations irrégulières font leur apparition; comme sur la trace expérimentale (figure (3.19)), elles sont particulièrement prononcées au sommet de l'impulsion. Elles ont également une période locale de durée comparable avec celle que l'on observe expérimentalement.

Ce type de défaut donne des propriétés qualitativement en accord avec l'expérience. Cependant, remarquons qu'on peut également reproduire les résultats avec des défauts d'amplitude. Il suffit pour cela d'introduire des variations de la fonction d'apodisation avec la bonne loi. Notre but n'est pas ici d'identifier le type de défaut (car il s'agit d'une tâche complexe si l'on veut simuler parfaitement la méthode d'inscription) mais de mettre en évidence au travers d'une modélisation simple l'extrême sensibilité de la réponse des RBF aux défauts d'inscription.

3.2.4 Mesure du profil temporel de l'impulsion étirée avec un RBF non apodisé de 10 cm

Le deuxième RBF testé est cette fois non apodisé. Il s'agit du numéro 1 (voir tableau (3.1)). C'est un RBF de 10 cm et de bande passante sur toute la longueur de 20 nm. Il permet d'étirer une impulsion de 200 fs à une durée de 400 ps.

Résultats expérimentaux

Résultats pour $\lambda_0=1054$ nm Le signal a été enregistré avec un pas de 133 fs. La moyenne de 10 mesures consécutives est représentée sur la figure (3.21). Lors de ces mesures, la longueur d'onde centrale de l'oscillateur λ_0 était de l'ordre de 1054 nm.

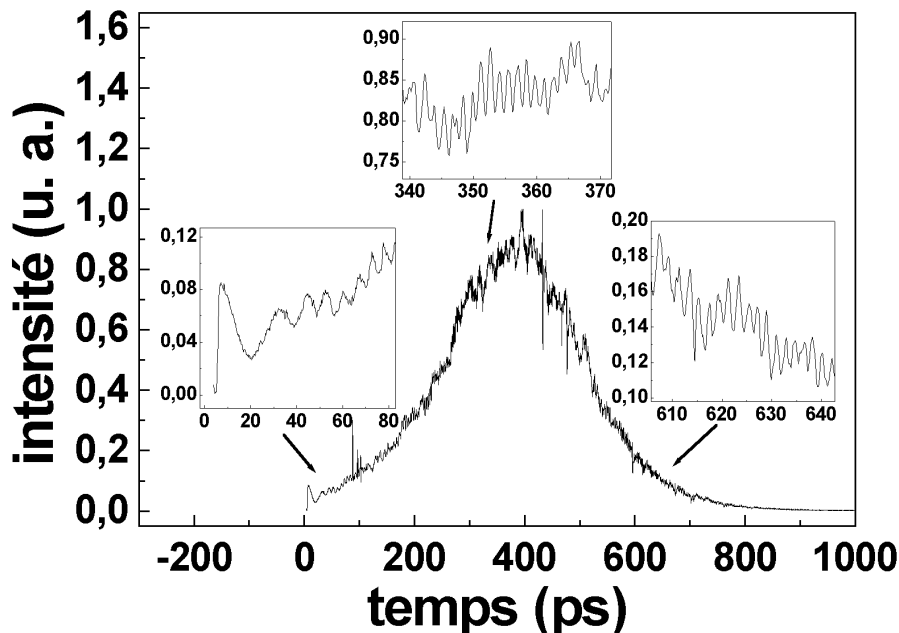


FIG. 3.21 – Profil temporel de l'impulsion étirée avec le RBF 1 pour $\lambda_0=1054$ nm

La durée de l'impulsion étirée est cette fois-ci légèrement inférieure à 300 ps toujours

3.2. Caractérisation du profil temporel de l'impulsion étirée par corrélation croisée (cross-correlation)

pour les mêmes raisons. Des modulations liées au fait que le RBF n'est pas apodisé sont clairement visibles sur (3.21). En effet, en accord avec le résultat donné par la théorie des ondes couplées au premier chapitre, la période de cette modulation varie le long de l'impulsion réfléchi :

au début, elle est d'une dizaine de ps; au sommet, elle n'est plus que d'une ps; enfin, à la fin de l'impulsion étirée, elle est inférieure à la ps (~ 600 fs). Remarquons par ailleurs l'absence d'une impulsion courte devant l'impulsion étirée.

Une première contribution aux modulations que l'on qualifiera de régulière provient du fait que le RBF n'est pas apodisé. Néanmoins, une autre contribution plus irrégulière vient se superposer. Elle est marquée par des variations abruptes du profil temporel. Comme dans le cas du RBF apodisé, cet effet est plus accentué au sommet de l'impulsion.

Une autre particularité inattendue du profil temporel est la présence de pics brefs (il y en a par exemple trois pour un temps proche de 100 ps). Nous avons réalisé une mesure complémentaire avec la résolution maximale de notre appareillage autour des trois pics (autour de 100 ps), le pas est alors de 13 fs. Le résultat est illustré sur la figure (3.22).

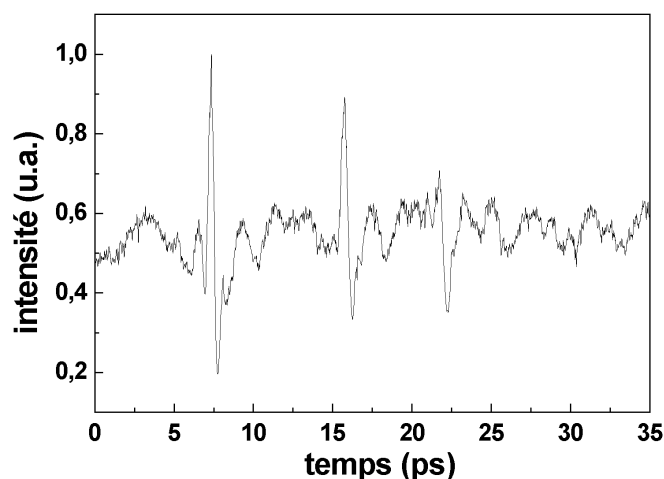


FIG. 3.22 – Trace de cross-correlation mesurée dans la région des 3 pics avec un pas de 13 fs

On peut voir qu'ils sont bien présents et que leur durée est de l'ordre de 500 fs. Ces pics brefs correspondent sans doute à des défauts ponctuels dans le RBF.

Sensibilité de la méthode de cross-correlation Les mesures précédentes montrent la présence de défauts ponctuels dans le RBF. Ces défauts sont très facilement mis en évidence dans le domaine temporel par la méthode de corrélation croisée. Nous allons démontrer ici la très grande sensibilité de cette méthode.

Pour cela, nous avons effectué une autre mesure où la longueur d'onde centrale de l'os-

3. Caractérisation expérimentale de l'impulsion étirée avec un RBF

cillateur était proche de 1056 nm. L'intérêt est d'augmenter la densité d'énergie dans la région où sont localisés les défauts dans le RBF. De cette façon, on s'attend à accroître leur amplitude.

La figure (3.23) présente les caractéristiques en amplitude de l'impulsion étirée : le graphe (a) montre le profil temporel mesuré avec un pas de 133 fs et le graphe (b) donne la densité spectrale mesurée avec une résolution estimée à 0.05 nm.

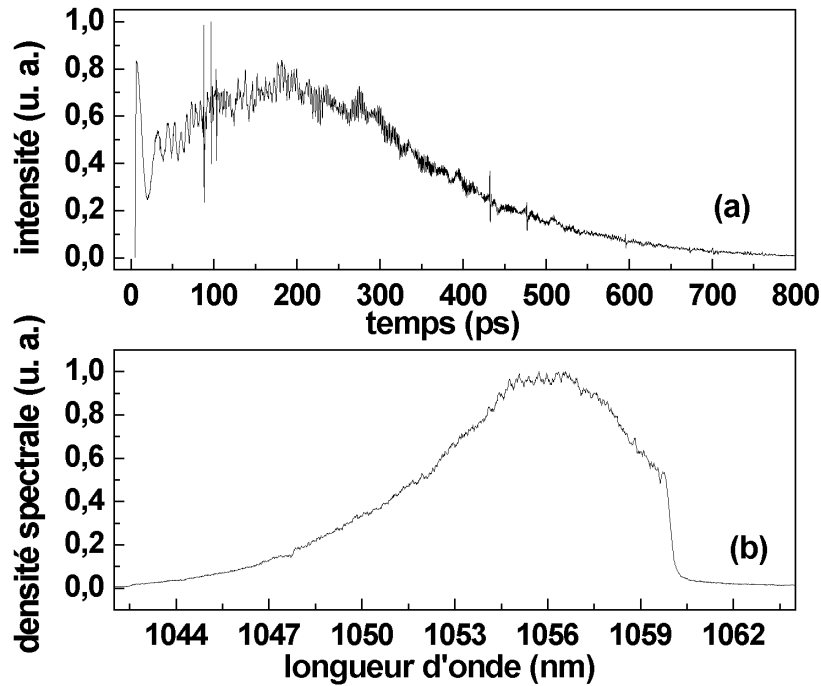


FIG. 3.23 – Caractéristiques de l'impulsion étirée avec le RBF 1 pour $\lambda_0 = 1056$ nm :
(a) : profil temporel, (b) : densité spectrale

Le spectre et le profil temporel ont une forme générale très semblable (encore une fois, l'inversion provient de la dispersion normale apportée par le RBF). Au niveau du profil temporel, le décalage spectral de l'impulsion initiale produit bien l'effet escompté : l'amplitude des trois pics à l'avant du signal a augmenté par rapport au cas $\lambda_0=1054$ nm. Remarquons que la durée de l'impulsion étirée est cette fois de l'ordre de 350 ps. Cela provient du fait que le décalage spectral de l'oscillateur s'est accompagné d'une diminution de la durée de l'impulsion.

Dans le domaine spectral, aucune trace pouvant témoigner de la présence de défauts ponctuels n'est observable. Ce résultat n'est pas surprenant puisque plus une impulsion est courte (on parle évidemment de la durée limitée par transformée de Fourier) plus son spectre est large. Le spectre correspondant à ces pics doit donc être étalé et difficilement perceptible. Notre méthode de caractérisation semble donc parfaitement adaptée à la mise en évidence de ce genre de défauts. Plus généralement, elle pourrait servir de test pour vérifier la qualité de RBF chirpés [87].

Analyse numérique des résultats

Paramètres de la simulation De même que pour le RBF apodisé, nous allons modéliser le RBF non apodisé. On considère pour raisonner le cas où $\lambda_0 = 1056$ nm.

Pour le RBF étudié, nous avons constaté quelques différences en ce qui concerne ses caractéristiques attendues (conférer tableau (3.1)) :

la figure (3.23) montre clairement que la bande passante du RBF s'étend de 1042 nm à 1060 nm, ce qui implique qu'expérimentalement, la longueur d'onde centrale de la bande passante du RBF est 1051 nm et non 1053 nm. La bande passante mesurée est de 18 nm au lieu de 20 nm. Dans la suite des calculs, nous utiliserons ces données pour les simulations.

Pour estimer la durée de l'impulsion courte, on mesure la LTMH en intensité de son spectre. On trouve $\Delta\lambda=7$ nm. La longueur d'onde centrale mesurée précisément est 1056.3 nm. En supposant que l'impulsion est limitée par transformée de Fourier et de forme gaussienne, la durée correspondante est donnée par (1.20). On obtient une valeur de 235 fs. Enfin, on suppose toujours que le confinement η du mode fondamental dans le cœur de la fibre vaut 0.8. Par conséquent, après correction de ce facteur, l'amplitude de la modulation d'indice effective Δn_{ac}^* vaut $3.6 \cdot 10^{-4}$.

Toutes ces valeurs sont utilisées pour calculer la réponse du RBF. La longueur d'une section est toujours de $100 \mu\text{m}$.

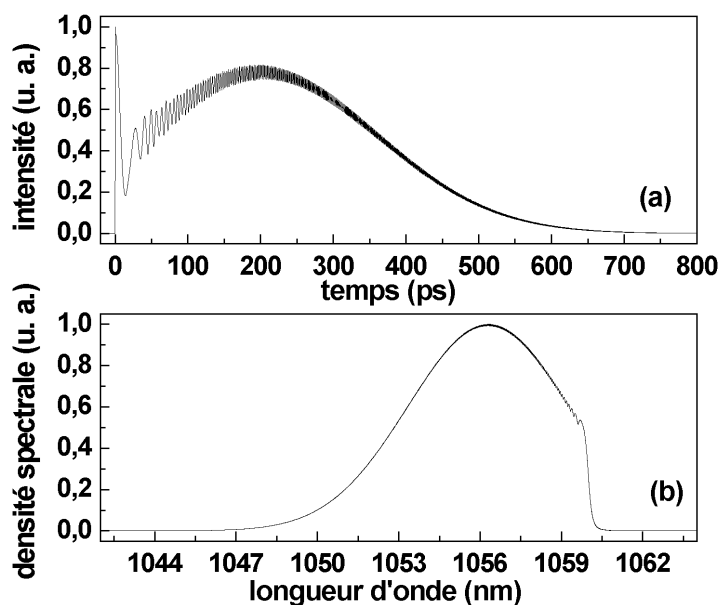


FIG. 3.24 – Caractéristiques de l'impulsion étirée avec un RBF idéal calculées pour $\lambda_0=1056$ nm :

(a) : profil temporel, (b) : densité spectrale

Calcul des caractéristiques de l'impulsion étirée avec un RBF parfait La figure (3.24) donne le spectre et le profil temporel de l'impulsion réfléchiée par le RBF parfait. En comparant avec les résultats expérimentaux (figure (3.23)), on voit que l'accord est très bon par rapport à l'aspect général :

pour le profil temporel, on retrouve les modulations caractéristiques d'un RBF non apodisé, la valeur de la période locale de ces modulations est également en accord avec celle que l'on mesure. La présence de la structure au début de l'impulsion est parfaitement visible, elle est due au grand désaccord qu'il y a entre la longueur d'onde centrale de l'oscillateur et celle du RBF.

Néanmoins, la simulation ne rend évidemment pas compte des pics présents sur la trace de cross-correlation ainsi que des modulations qualifiées d'irrégulières.

Introduction de défauts d'amplitude dans le RBF Nous avons réalisé un second calcul où le RBF n'est plus parfait :

on introduit artificiellement trois défauts d'amplitude de longueur $100 \mu\text{m}$ pour la fonction d'apodisation (conférer figure (3.25)). La profondeur des défauts est identique pour les trois.

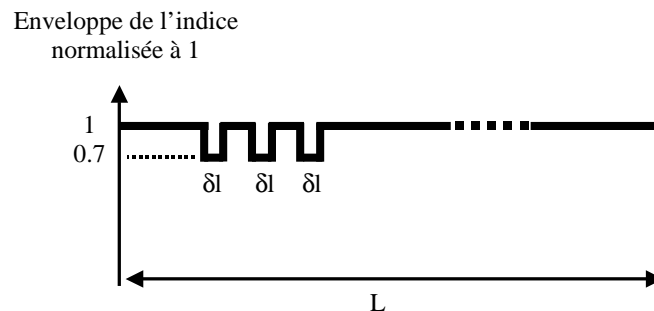


FIG. 3.25 – Enveloppe de la modulation d'indice avec trois défauts d'amplitude

La réponse du RBF avec ces défauts a été calculée de la même façon qu'auparavant (voir figure (3.26)).

La présence des défauts induit donc l'apparition de trois pics correspondants sur le profil temporel de l'impulsion étirée. De plus, on observe également des modulations supplémentaires. Dans le domaine spectral, comme pour les résultats expérimentaux, il est bien difficile de déceler la présence d'imperfections.

Nous avons choisi des défauts de taille de $100 \mu\text{m}$ car c'était la taille élémentaire de la figure d'interférences des faisceaux UV lors de l'inscription. Si on choisit une section plus petite, on doit augmenter la profondeur du défaut pour obtenir un effet similaire à celui de la figure (3.26).

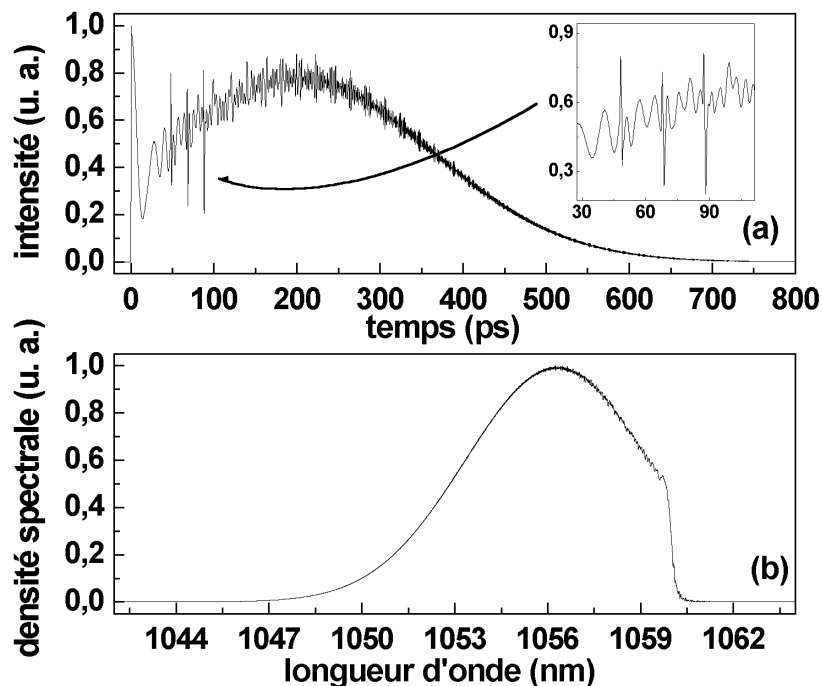


FIG. 3.26 – Caractéristiques de l'impulsion étirée pour un RBF avec des défauts d'amplitude :

(a) : profil temporel, (b) : densité spectrale

Ce type de défauts donne un résultat en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux. En pratique, on peut imaginer qu'il provient soit d'un problème lors de l'inscription (par exemple à cause de vibrations mécaniques isolées) ou de la fibre elle-même.

3.3 Mesure du délai de groupe de l'impulsion étirée par corrélation croisée

La dernière étape de l'étude des propriétés de l'impulsion réfléchi est la caractérisation de sa distribution en fréquence $\omega(t)$ (mesure du délai de groupe). Il s'agit de la grandeur essentielle à maîtriser dans la technique d'amplification par dérive de fréquences.

Plusieurs méthodes ont été mises en place pour mesurer le délai de groupe introduit par des RBF chirpés [88, 89]. Citons par exemple la méthode décrite dans [88] :

le faisceau d'une source monochromatique accordable est modulé à une fréquence f puis injecté dans le RBF testé. La différence de phase entre une voie de référence et celle contenant le RBF est alors mesurée. Connaissant la fréquence de modulation des deux voies, il est facile de convertir la différence de phase en temps. La mesure est répétée pour une longueur d'onde différente et ainsi de suite. La résolution temporelle de cette méthode

est déterminée par la fréquence f (plus elle est grande, plus la résolution est importante) tandis que la résolution spectrale est donnée par celle de la source accordable.

De façon générale, la plupart des méthodes nécessitent une source monochromatique accordable ou une source spectre large incohérente. Nous ne disposons pas de ce type de source, c'est pourquoi nous avons adapté la méthode de corrélation croisée à la détermination du délai de groupe.

De même que dans la section précédente, nous débuterons par l'étude d'un étireur classique. Cette mesure permettra de valider notre dispositif. Nous passerons ensuite à l'analyse d'un RBF linéairement chirpé.

3.3.1 Principe de la mesure du délai de groupe et protocole expérimental

Mesure du délai de groupe par cross-correlation

Pour déterminer le délai de groupe de l'impulsion étirée, on s'appuie sur la méthode de cross-correlation utilisée pour mesurer le profil temporel (figure (3.27)).

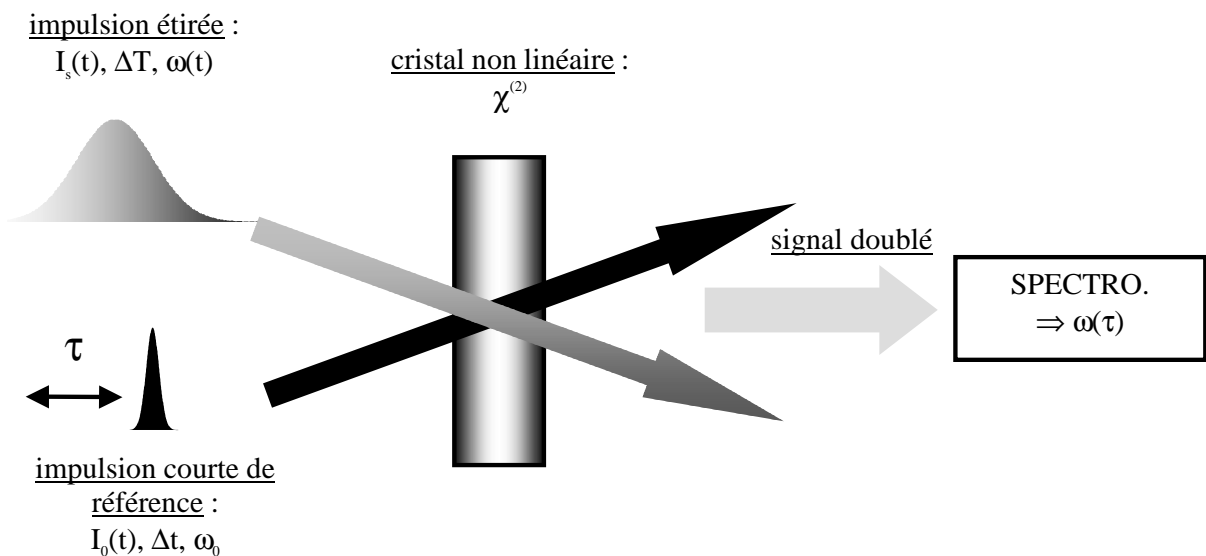


FIG. 3.27 – Principe de la mesure du délai de groupe par cross-correlation

La différence entre les deux mesures se situe au niveau de la grandeur caractéristique du signal somme que l'on acquiert. Son énergie donne directement le profil temporel de l'impulsion étirée tandis que sa fréquence centrale contient l'information de la distribution en fréquence $\omega(t)$. En reprenant les notations de la figure (3.27), la fréquence centrale du signal somme ω_2 est pour le retard τ : $\omega_2(\tau) = \omega_0 + \omega(\tau)$. On a donc la relation :

$$\omega(\tau) = \omega_2(\tau) - \omega_0 \quad (3.6)$$

ou de façon équivalente par rapport aux longueurs d'onde correspondantes :

$$\lambda(\tau) = \frac{\lambda_2(\tau)\lambda_0}{\lambda_0 - \lambda_2(\tau)} \quad (3.7)$$

La mesure de $\lambda_2(\tau)$ permet d'obtenir $\lambda(\tau)$.

La précision sur λ est directement liée à celle sur λ_2 et λ_0 . L'appareil de détection est un spectromètre. Il doit donc être parfaitement calibré. L'erreur sur λ_0 est essentiellement liée à la résolution du spectromètre et à la calibration. Celle sur λ_2 possède également une contribution de même origine. Mais il existe d'autres contributions. Par exemple, le cristal non linéaire doit avoir une acceptation spectrale suffisamment grande pour éviter de décaler le spectre à la fréquence somme.

Remarquons pour terminer que d'ordinaire, on mesure le délai en fonction de la longueur d'onde tandis que dans notre cas, on mesure la longueur d'onde en fonction du retard.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est semblable à celui utilisé pour la mesure du profil temporel (conférer figure (3.17)) mis à part que la détection change.

Nous avons essayé deux moyens distincts de détection :

- dans le premier cas, nous avons utilisé un spectromètre configuré en monochromateur associé au photomultiplicateur (PM). De même que pour la mesure du profil temporel, le PM est relié à la détection synchrone. Le monochromateur est contrôlé par un PC (un programme permet de piloter le réseau de diffraction du monochromateur et donc de choisir la longueur d'onde). En pratique, pour un retard τ donné, on mesure en sortie du monochromateur la densité spectrale autour du maximum de signal. On répète cette opération sur toute la fenêtre temporelle souhaitée. Dans cette configuration, la mesure est entièrement automatisée. Néanmoins, on voit qu'elle nécessite un temps important car pour chaque retard, il faut reconstruire le spectre.
- la deuxième méthode consiste à utiliser directement le spectromètre. Le détecteur est donc une caméra CCD. On n'utilise plus la détection synchrone et on acquiert le spectre pour chaque retard en une seule mesure. Cette technique est donc sur le principe plus avantageuse que l'autre.

En pratique, nous n'avons pas pu contrôler l'acquisition des données avec la CCD car le pilote de celle-ci ne fonctionnait qu'avec un système d'exploitation obsolète. Il n'a donc pas été possible d'automatiser la mesure dans cette configuration. Néanmoins, nous avons quand même choisi cette méthode car elle donne des résultats moins bruités que la première. Comme la mesure est manuelle, nous nous sommes limité à un nombre maximal

de points en temps de 200 (typiquement, l'acquisition d'un point prenait 20 s ce qui donne une durée totale supérieure à 1 heure pour une mesure).

Nous avons déjà signalé l'importance de l'acceptance spectrale du cristal non linéaire. La situation la plus favorable est que la longueur d'onde centrale de l'impulsion étirée soit centrée sur la courbe de l'acceptance spectrale. Pour être dans cette configuration, on cherche le retard correspondant au maximum de signal : on est alors calé sur la longueur d'onde centrale de l'impulsion étirée. Il suffit alors de régler le cristal pour optimiser le signal et se situer au centre de la zone où il est maximum.

Traitement des données

Une fois l'acquisition terminée, nous avons le spectre à la fréquence somme en fonction du retard τ . Il ne reste plus qu'à déterminer la longueur d'onde centrale pour chaque pas de temps. Dans ce but, nous avons choisi de paramétrer la courbe autour du maximum de chaque spectre avec une gaussienne. Un programme d'optimisation permet alors d'obtenir les paramètres de la gaussienne la mieux adaptée (longueur d'onde centrale et largeur à mi-hauteur). Pour passer à la longueur d'onde fondamentale, il ne reste plus qu'à utiliser (3.7).

3.3.2 Mesure du délai de groupe pour un étireur standard

On mesure le délai de groupe de l'étireur classique avec la méthode développée. L'échantillonnage en temps est de 10.66 ps sur une fenêtre de 1.5 ns. La figure (3.28) donne la densité spectrale de l'onde somme en fonction du temps (graphe (a)) et le délai de groupe extrait (graphe (b)).

On peut observer la légère courbure des deux courbes. Elle provient du fait qu'un étireur classique possède des ordres supérieurs au terme quadratique. Dans le cas contraire, on aurait obtenu une droite (c'est par exemple le résultat attendu pour un RBF linéairement chirpé).

La loi de phase de l'étireur peut être simplement calculée à partir de (2.19). Le délai de groupe s'en déduit par dérivation. Nous avons interpolé le délai expérimental à partir de la loi attendue. Le meilleur accord a été trouvé pour les paramètres :

- angle d'incidence : $\theta_i=72.8^\circ$
- distance entre points d'impact du faisceau sur les réseaux équivalents : $Z=-100$ cm.

Les valeurs des paramètres de l'étireur sont très réalistes et l'accord entre les deux courbes est excellent.

Cette première mesure donne de bons résultats. Nous allons désormais appliquer la technique à la caractérisation d'un RBF.

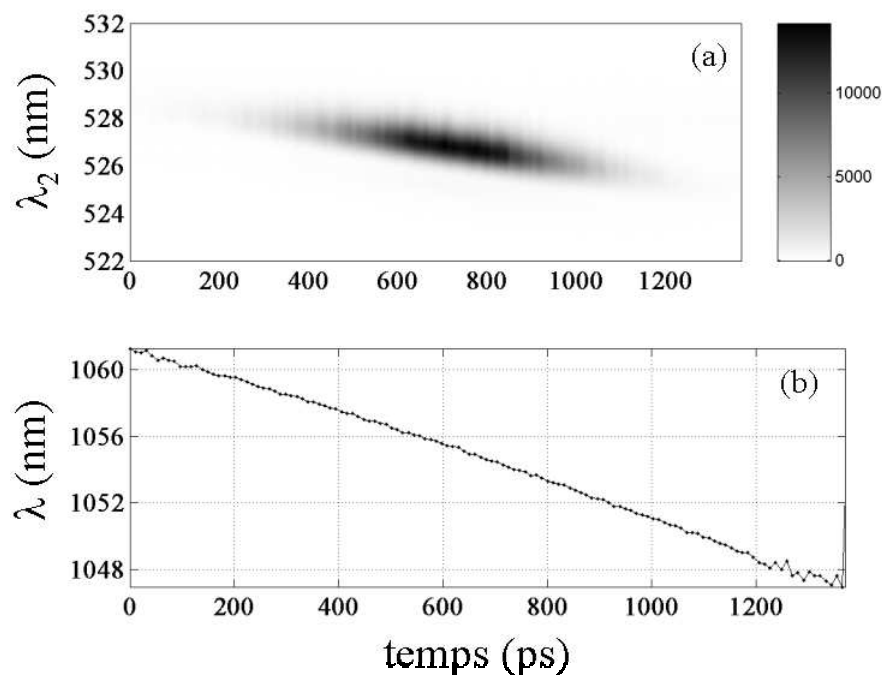


FIG. 3.28 – Mesure du délai de groupe de l'impulsion allongée avec un étireur standard : (a) : spectre brut à 2ω , (b) : délai de groupe extrait

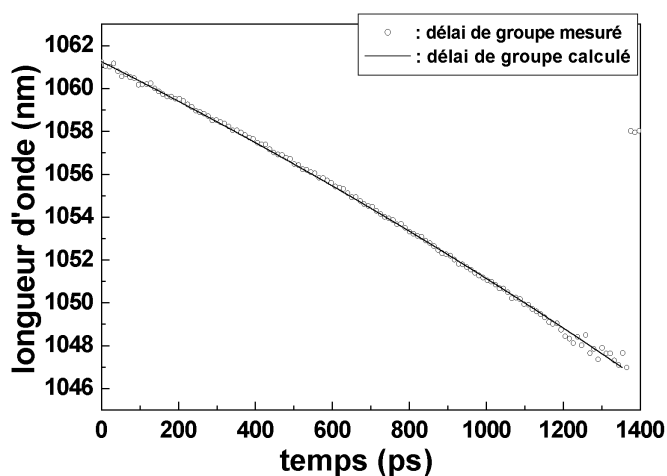


FIG. 3.29 – Interpolation du délai de groupe de l'étireur par la loi théorique

3.3.3 Mesure du délai de groupe pour un RBF non apodisé

Nous considérons ici le RBF 2 (voir table (3.1)). Il s'agit d'un RBF non apodisé. Il mesure 20 cm de long et sa bande passante est de 20 nm.

Précisons que le RBF est linéairement chirpé. On s'attend donc à un délai de groupe linéaire.

Pour la mesure, l'échantillonnage en temps est de 18.62 ps. La figure (3.30) donne le délai

de groupe reconstruit (cercles) du RBF 2. Il semble effectivement suivre une loi linéaire.

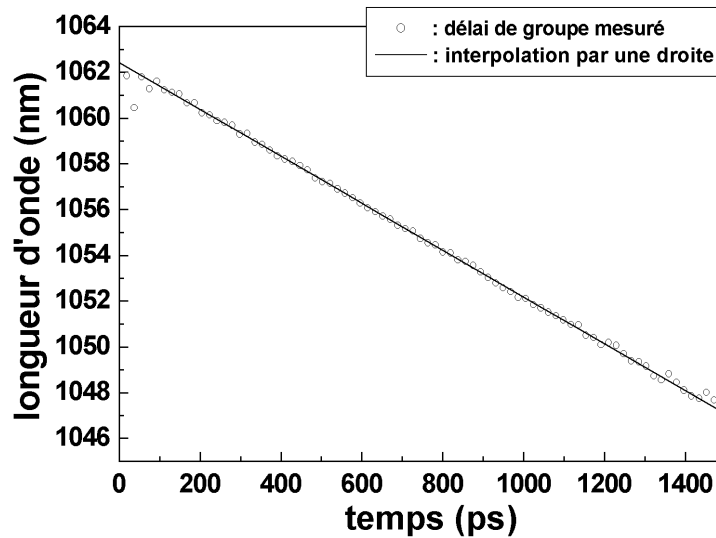


FIG. 3.30 – Délai de groupe d'un RBF et interpolation par une droite

Nous avons ajusté une droite aux données expérimentales (trait plein). L'accord est très bon (erreur inférieure à 3 %). A partir de la pente de la droite, on peut calculer facilement une valeur de la phase d'ordre deux du RBF. On trouve : $\varphi_{exp}^{(2)} = 5.76 \cdot 10^{-23} \text{ s}^2$.

Cette valeur peut être comparée à la valeur attendue donnée par (1.84). En prenant les paramètres du RBF du tableau (3.1) et un indice effectif de 1.45, on obtient : $\varphi_{th}^{(2)} = 5.6 \cdot 10^{-23} \text{ s}^2$.

L'accord est très bon ce qui confirme la fiabilité de la méthode. Néanmoins, on a vu dans le premier chapitre que le délai de groupe d'un RBF non apodisé possédait des oscillations prononcées. De telles oscillations ne peuvent pas être mises en évidence si on ne dispose pas d'une meilleure résolution temporelle. Par conséquent, des modulations du délai de groupe dont l'origine peut provenir également de défauts dans le RBF ne pourront pas être révélées avec l'échantillonnage utilisé. Nous ne mesurons que la loi moyenne.

3.4 Conclusion

La principal résultat de ce chapitre est sans aucun doute la démonstration expérimentale d'un étirement d'impulsions femtosecondes à plusieurs centaines de picosecondes à la longueur d'onde de 1053 nm. Un composant de seulement quelques dizaines de cm permet d'obtenir ce résultat.

Ce résultat important acquis, la caractérisation de l'impulsion étirée nous a permis de mettre en évidence les propriétés des RBF réels :

- une première étude simple a montré la dépendance de la réponse des RBF testés

par rapport à l'état de polarisation de la lumière injectée. Nous avons mesuré les paramètres caractéristiques de l'état de polarisation de l'impulsion étirée en fonction de la longueur d'onde. Les résultats sont indépendants de la forme du spectre initial. Ils confirment que les propriétés sont indépendantes de l'intensité dans la gamme étudiée. De façon générale, les caractéristiques observées sont expliquées qualitativement en attribuant une biréfringence différente dans la fibre de celle du RBF. En pratique, la direction de polarisation de la lumière injectée est choisie afin de minimiser la dépolarisation. Afin d'obtenir un seul milieu biréfringent, donc avec deux états propres linéaires, la solution serait de supprimer la portion de fibre devant le RBF. Cela reste à confirmer expérimentalement.

Nous avons étudié spécifiquement un RBF de première génération. Or pour les RBF de seconde génération, nous n'avons pas observé de propriétés aussi marquées. Cela provient du fait que les RBF ont été inscrits dans une fibre différente.

- nous avons mesuré précisément le profil temporel de l'impulsion réfléchie avec une méthode de cross-correlation. Les résultats pour deux RBF distincts mettent en évidence la grande sensibilité de leur réponse par rapport à la présence de défauts. La méthode mise en place est particulièrement bien adaptée au test des RBF et de leur qualité. Ceci a été particulièrement mis en relief dans le cadre de l'étude du RBF non apodisé. En effet, dans le domaine spectral, il n'est pas possible de mettre en évidence les défauts correspondants aux pics brefs dans le domaine temporel.

A ce stade, il est légitime de se demander quel est l'influence des défauts sur la qualité de la recompression. S'il s'agit de défauts d'amplitude localisés, nous avons vu numériquement qu'ils induisaient l'apparition de pics brefs dans le domaine temporel. Par conséquent, après recompression, ils doivent conduire à un piédestal avec un niveau égal à l'inverse du carré du facteur d'étirement (pour un facteur de 10^3 , cela conduit à un niveau de 10^{-6}). Pour les défauts de phase, leur contribution au niveau de la recompression dépend de leur amplitude.

- le délai de groupe a été mesuré avec la méthode de cross-correlation adaptée. Compte tenu de la résolution en temps utilisée, nous vérifions la bonne loi du RBF en moyenne.

Des mesures pour un étireur standard et un RBF ont montré le bon fonctionnement de cette expérience.

Chapitre 4

Démonstration expérimentale d'un système mixte RBF-compresseur à réseaux pour l'allongement et la recompression d'impulsions courtes

Le chapitre précédent a permis de caractériser l'impulsion étirée avec des RBF. Le délai de groupe a été notamment mesuré. Néanmoins, la résolution employée ne permet d'obtenir qu'une loi moyenne. Il n'est donc pas possible à partir de cette mesure de conclure sur la qualité de la recompression.

Dans ce chapitre, nous allons étudier expérimentalement la recompression d'impulsions étirées avec un RBF (figure (4.1)).

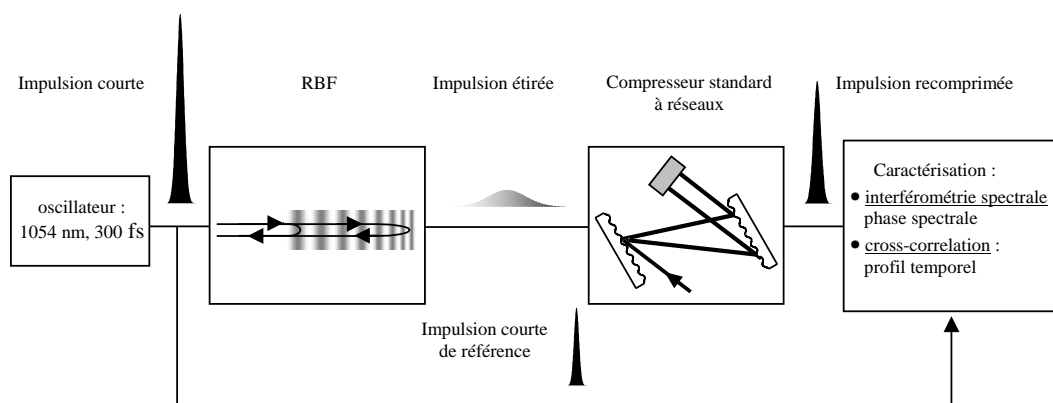


FIG. 4.1 – Recompression de l'impulsion étirée avec un RBF et caractérisation

Nous utiliserons donc les RBF de seconde génération dont la loi de phase est adaptée

en théorie à celle d'un allongeur standard. La recompression sera effectuée avec un compresseur classique à réseaux de diffraction. L'impulsion recomprimée sera complètement caractérisée à la fois dans le domaine temporel et spectral.

Ce chapitre est donc organisé de la façon suivante :

nous débuterons en donnant les caractéristiques de l'impulsion étirée avec les RBF de deuxième génération. Nous introduirons ensuite les outils expérimentaux utilisés pour caractériser l'impulsion recomprimée. Nous poursuivrons en donnant la démarche utilisée pour obtenir le meilleur réglage du compresseur possible. Les résultats expérimentaux seront ensuite présentés et discutés. Nous aborderons alors l'influence de l'intensité sur les résultats. Nous terminerons ce chapitre en validant les mesures et notamment l'origine des propriétés obtenues.

4.1 Propriétés de l'impulsion étirée avec un RBF simulant un allongeur standard

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en place un certain nombre d'outils de caractérisation de l'impulsion étirée. Nous les avons ensuite utilisés pour déterminer les propriétés des RBF linéairement chirpés. Nous présentons ici les résultats obtenus pour les RBF simulant un allongeur classique. Ces derniers ont une efficacité globale (toujours définie par le rapport entre la puissance réfléchie par le polariseur P_2 et la puissance devant l'objectif d'injection) de l'ordre de 15 %.

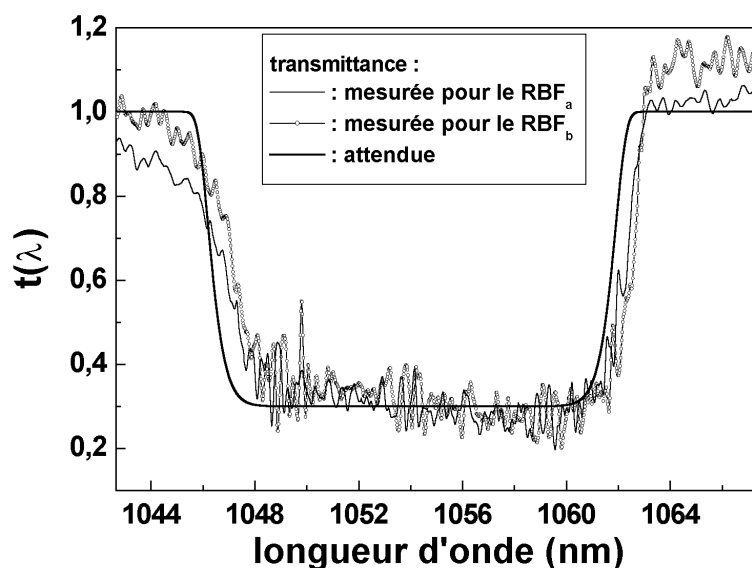


FIG. 4.2 – *Transmittance mesurée et attendue pour les RBF_a et RBF_b*

En pratique, nous avons théoriquement deux RBF avec des propriétés semblables. Nous les nommerons respectivement RBF_a et RBF_b . La transmittance de ces RBF mesurée par nos fournisseurs est reportée sur la figure (4.2). Nous avons également reporté la transmittance attendue. Afin de limiter le couplage avec des modes de gaine, la réflectance a été limitée à 70 %, ce qui correspond à une transmittance minimale de 30 %. Cette valeur est en accord avec les courbes expérimentales. Par contre, la transmittance présente des modulations assez marquées. Ces modulations peuvent être assez rapides (0.2 nm). Leur présence témoigne d'écarts par rapport au RBF idéal. Une légère pente orientée vers les basses longueurs d'onde semble mettre en évidence une faible contribution du couplage avec des modes de gaine. Enfin, on observe un léger décalage spectral de la réponse du RBF. Celui-ci n'aura pas d'incidence dramatique si la phase spectrale du RBF n'est pas elle-aussi décalée.

4.1.1 Profil temporel

Le profil temporel de l'impulsion étirée a été enregistré avec un pas de 133 fs. Le signal obtenu est tracé sur la figure (4.3).

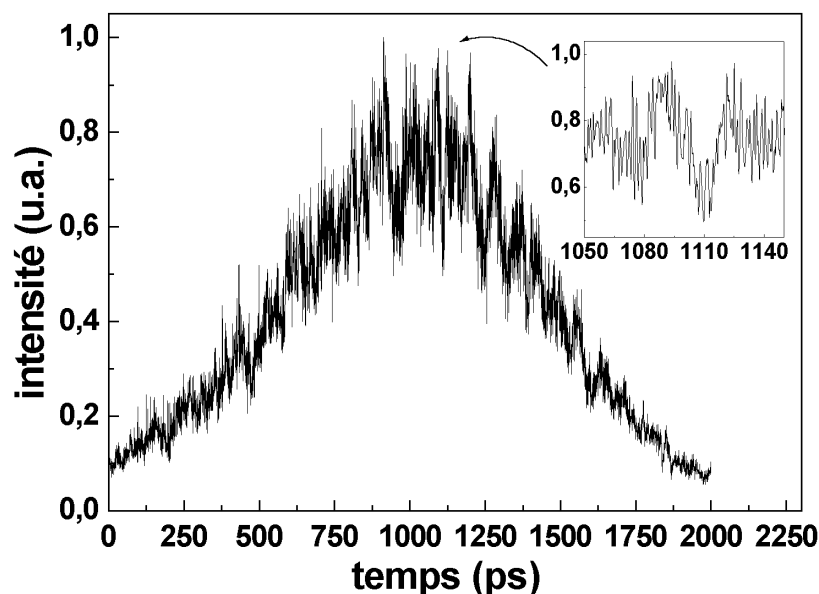


FIG. 4.3 – Profil temporel de l'impulsion étirée avec le RBF_a

L'impulsion réfléchiée est étirée à une durée de l'ordre de 1 ns. Rappelons que le RBF a une longueur de l'ordre de 28 cm. En théorie, une impulsion de 200 fs est étirée à 1.2 ns. La différence de durée provient du fait que l'impulsion initiale avait sans doute une durée supérieure à 200 fs. Les valeurs obtenues sont donc cohérentes.

La trace de cross-correlation présente par contre des modulations que l'on peut classer en

4. Démonstration expérimentale d'un système mixte RBF-compresseur à réseaux pour l'allongement et la recompression d'impulsions courtes

deux catégories suivant l'ordre de grandeur de leur période :

- des modulations plutôt lentes; typiquement, la période est de l'ordre de 70 ps. Comme dans le cas du RBF 5 testé dans le chapitre précédent, ces modulations sont plus prononcées au sommet de l'impulsion.
- des modulations plus rapides dont la période caractéristique est de l'ordre de 2 ps.

Signalons que nous avons effectué plusieurs mesures, toutes donnent des structures semblables localisées à la même position. La courbe que nous montrons est donc significative. Les propriétés de l'impulsion réfléchie proviennent donc de défauts introduits lors de l'inscription des RBF.

Les mesures pour l'autre RBF de même type ont des caractéristiques similaires.

4.1.2 Délai de groupe

Nous reportons la mesure du délai de groupe du RBF_b car nous avons effectué trois mesures séparées dans le temps (ce qui permet d'avoir une idée de la reproductibilité des mesures).

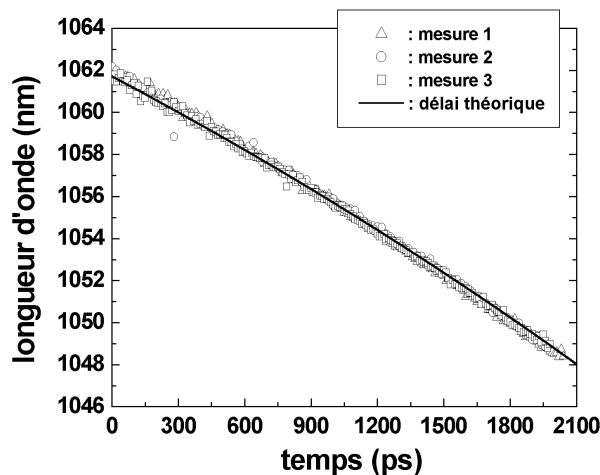


FIG. 4.4 – Comparaison du délai de groupe introduit par le RBF_b mesuré et théorique

Ces mesures sont reproduites sur la figure (4.4). Nous avons reporté de plus le délai théorique de ce RBF. On peut constater un bon accord global entre les résultats expérimentaux et la courbe attendue.

Il ne reste donc plus désormais qu'à recomprimer l'impulsion étirée avec un compresseur conjugué et à la caractériser. Nous pourrions donc juger de l'influence des défauts mis en évidence par la mesure du profil temporel.

4.2 Outils de caractérisation de l'impulsion recomprimée

Nous souhaitons caractériser l'impulsion recomprimée. La mesure peut donc être obtenue dans le domaine temporel ou spectral.

Il existe une multitude de méthodes de caractérisation d'impulsions courtes, citons parmi les plus utilisées le FROG (Frequency-Resolved Optical Gating) [90] et la technique SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction) [91]. Ces méthodes donnent toute l'information sur le champ électrique (amplitude et phase) et sont des mesures absolues. Dans notre cas, nous allons plutôt utiliser des méthodes référencées par rapport à l'impulsion courte de départ. Nous avons fait ce choix par rapport au dispositif expérimental développé pour caractériser les impulsions étirées. L'idée étant d'apporter seulement de légères modifications pour effectuer les nouvelles mesures. De cette façon, il est possible de passer de la caractérisation de l'impulsion courte à celle de l'impulsion étirée sans trop de modifications.

Nous avons effectué deux types de caractérisation :

- la première est effectuée dans le domaine temporel : il s'agit de la cross-correlation déjà utilisée dans le chapitre précédent. Elle permet de mesurer le produit de convolution entre l'impulsion courte initiale et l'impulsion comprimée. Elle donne donc une information en amplitude.
- le deuxième outil utilisé est l'interférométrie spectrale : cette mesure permet de déduire la différence de phase entre l'impulsion comprimée et l'impulsion de référence.

4.2.1 Cross-correlation

Le principe de l'expérience de cross-correlation a été décrit dans le chapitre précédent (voir par exemple figure (3.16)). La seule différence est désormais que l'impulsion analysée a une durée du même ordre que celle de l'impulsion de référence. La trace de cross-correlation ne donne donc plus directement le profil temporel de l'impulsion étudiée.

Rappelons que nous mesurons l'énergie du signal somme résultant de l'interaction non linéaire entre l'impulsion de référence et l'impulsion comprimée. Appelons respectivement $I_0(t)$ et $I_c(t)$ l'intensité de l'impulsion initiale et de l'impulsion recomprimée. En fonction du retard τ entre les deux impulsions, nous avons vu que le signal mesuré pouvait s'écrire (équation (3.4)) :

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_c(t)I_0(t - \tau)dt$$

Appelons respectivement Δt_S , Δt_c et Δt_0 les LTMH en intensité de la trace de cross-correlation S , de I_c et de I_0 . On suppose que toutes les fonctions ont en bonne approximation un profil gaussien dans un intervalle $\pm \frac{\Delta t_i}{2}$ autour du maxima de chaque courbe

i.

Dans ce cas, on peut calculer analytiquement le produit de convolution $S(\tau)$ dans cette région et en déduire Δt_S à partir de Δt_c et Δt_0 . On trouve :

$$\Delta t_S^2 = \Delta t_c^2 + \Delta t_0^2 \quad (4.1)$$

On en déduit donc la relation:

$$\Delta t_c = \sqrt{\Delta t_S^2 - \Delta t_0^2} \quad (4.2)$$

La relation (4.2) permet d'évaluer simplement la durée de l'impulsion comprimée à partir de celles du signal et de l'impulsion de référence. Remarquons que dans le cas où $\Delta t_c = \Delta t_0$, on retrouve la relation classique $\Delta t_0 = \frac{\Delta t_S}{\sqrt{2}}$ pour une auto-correlation¹.

D'un point de vue pratique, le dispositif expérimental est proche de celui décrit par la figure (3.17) :

le bras de l'impulsion courte de référence est identique. Par contre, l'autre bras est évidemment modifié. L'impulsion étirée est récupérée au niveau de P_2 et envoyée vers le compresseur à réseaux. Elle est ensuite réinjectée dans le deuxième bras par un jeu de miroirs supplémentaires. Notons qu'il faut à nouveau synchroniser les deux bras au niveau du cristal non linéaire. Le réglage grossier s'effectue simplement en plaçant une photodiode à la place du cristal et en visualisant à l'oscilloscope le retard entre les deux impulsions.

Le déroulement d'une mesure est ensuite identique à celui correspondant à une acquisition du profil temporel de l'impulsion étirée.

4.2.2 Interférométrie spectrale

Principe

L'interférométrie spectrale [92] permet d'obtenir la différence de phase entre une impulsion inconnue et une impulsion de référence.

Les deux impulsions sont séparées d'un délai τ (voir figure (4.5)) et envoyées dans un spectromètre.

Ce dernier permet de mesurer le spectre cannelé résultant d'interférences spectrales entre les deux impulsions. Les deux impulsions doivent être superposées spatialement et posséder une relation de phase statique. Le traitement de l'interférogramme donne ensuite la différence de phase.

1. une auto-correlation correspond au cas particulier de la cross-correlation $I_0 = I_c$, elle permet de caractériser l'impulsion courte

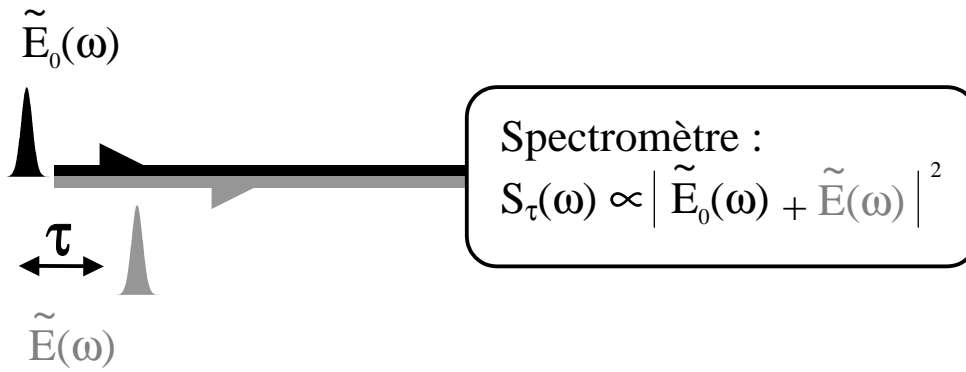


FIG. 4.5 – Principe de l'interférométrie spectrale

Traitement de l'interférogramme

La méthode utilisée pour extraire la différence de phase repose sur un traitement de Fourier de l'interférogramme [93].

Reprenons les notations de la figure (4.5) :

\tilde{E}_0 et \tilde{E} sont respectivement les amplitudes spectrales de l'impulsion de référence et inconnue. L'amplitude spectrale des champs séparés d'un retard temporel τ peut être réécrite :

$$\begin{cases} \tilde{E}_0(\omega) = |\tilde{E}_0(\omega)| e^{i\varphi_0(\omega)} \\ \tilde{E}(\omega) = |\tilde{E}(\omega)| e^{i\varphi(\omega) + i\omega\tau} \end{cases} \quad (4.3)$$

La densité spectrale mesurée au niveau du spectromètre est donc :

$$S_\omega \propto |\tilde{E}_0(\omega) + \tilde{E}(\omega)|^2 = |\tilde{E}_0(\omega)|^2 + |\tilde{E}(\omega)|^2 + 2 |\tilde{E}(\omega)| |\tilde{E}_0(\omega)| \cos[\omega\tau + \varphi(\omega) - \varphi_0(\omega)] \quad (4.4)$$

La porteuse du spectre cannelé est déterminée par le délai τ . En effet, la différence de phase est d'ordinaire très faible et ne modifie que partiellement la période de l'interférogramme.

Cette période est en bonne approximation égale à $\frac{2\pi}{\tau}$ dans l'espace des pulsations.

L'expression (4.4) possède trois termes :

les deux premiers sont les densités spectrales de chaque impulsion; le dernier est le terme d'interférences, il contient l'information sur la différence de phase. Pour l'isoler, on procède à un traitement de Fourier :

on prend la transformée de Fourier inverse de l'interférogramme, on appelle cette quantité S_t . Au vu de la forme de S_ω , l'allure de S_t est évidente :

il possède une composante centrée en $t=0$ correspondant à la TF inverse des deux premiers termes, et deux autres composantes symétriques par rapport à $t=0$ centrées en $t=\pm\tau$ (pour

s'en rendre compte simplement, il suffit d'écrire : $\cos[\omega\tau + \varphi - \varphi_0] = \frac{1}{2} [e^{i(\omega\tau + \varphi - \varphi_0)} + e^{-i(\omega\tau + \varphi - \varphi_0)}]$, les termes en $t=\pm\tau$ sont alors évidents).

4. Démonstration expérimentale d'un système mixte RBF-compresseur à réseaux pour l'allongement et la recompression d'impulsions courtes

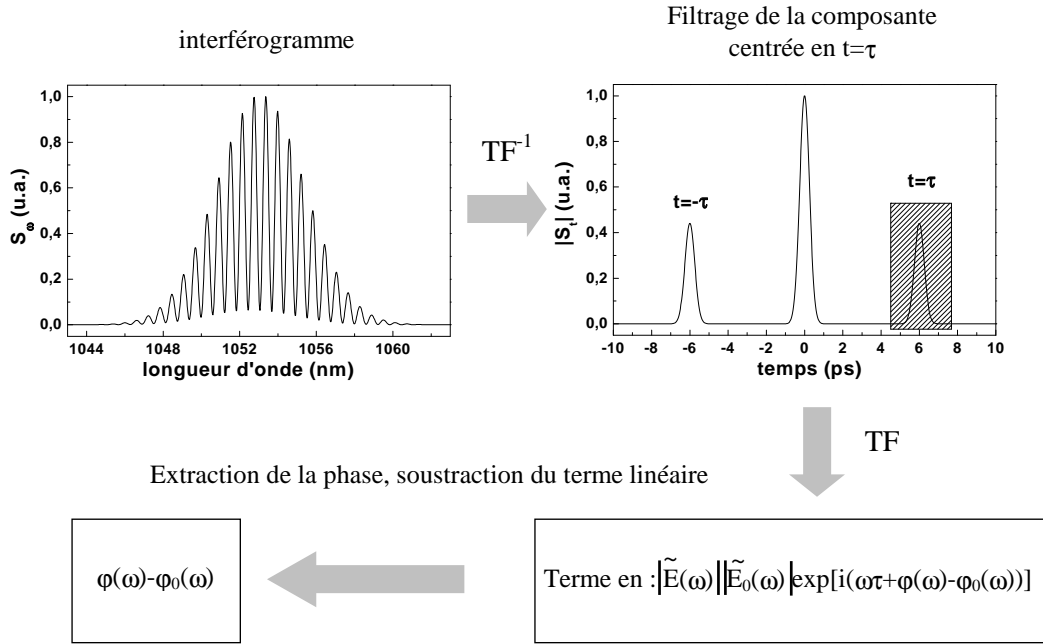


FIG. 4.6 – Principe du traitement de Fourier de l'interférogramme

L'idée est alors d'isoler par filtrage le pic en $t=\tau$ (ce choix est arbitraire, on peut très bien choisir son symétrique) et d'effectuer une TF du résultat. On obtient alors un terme proportionnel à $|\tilde{E}(\omega)| |\tilde{E}_0(\omega)| e^{i(\omega\tau + \varphi(\omega) - \varphi_0(\omega))}$. Appelons Φ la phase totale de ce terme :

$$\Phi(\omega) = \omega\tau + \varphi(\omega) - \varphi_0(\omega) \quad (4.5)$$

Cette phase est extraite puis le terme linéaire est évalué et retranché. Le résultat final est la différence de phase $\varphi(\omega) - \varphi_0(\omega)$.

Pour évaluer la composante linéaire, nous avons choisi d'ajuster une droite à la phase totale $\Phi(\omega)$. Afin d'obtenir un résultat cohérent, l'ajustement ne se fait que dans la région du spectre où la densité spectrale est non nulle.

Toutes les étapes de l'extraction de la différence de phase à partir de l'interférogramme sont résumées sur la figure (4.6).

4.3 Réglage du compresseur conjugué au RBF

La phase spectrale apportée par le RBF est invariante puisque nous ne disposons d'aucun degré de liberté pour la modifier. Il n'en est pas de même pour le compresseur standard à réseaux. Nous avons monté un compresseur suivant la disposition de la figure

(4.7).

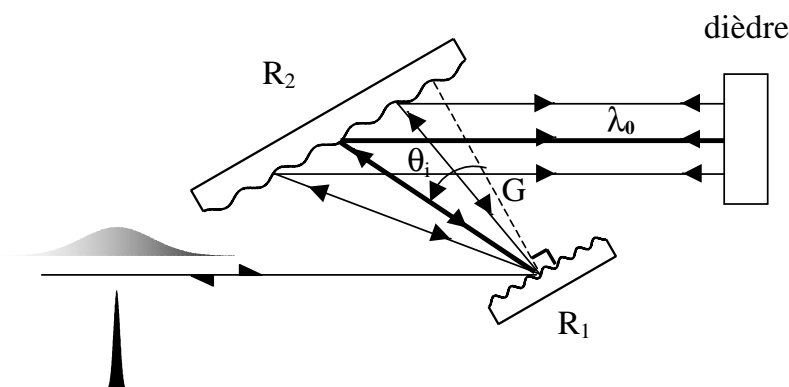


FIG. 4.7 – Configuration du compresseur utilisé

Il s'agit d'un compresseur à deux réseaux fonctionnant en double passage. Le retour passe au dessus de l'aller. Le multiplexage en hauteur est effectué avec un dièdre (ascenseur). Les paramètres théoriques du compresseur sont (tableau (2.2)) :

- distance normale entre les réseaux : $G=155$ cm
- angle d'incidence (par rapport à la normale du premier réseau) : $\theta_i=72^\circ$
- densité de traits des deux réseaux : $N=1740$ traits/mm

On dispose donc de deux degrés de liberté pour régler le compresseur : θ_i et G . Les deux réseaux sont montés sur une platine de rotation. Le réglage de θ_i est effectué simplement par lecture sur la platine de rotation graduée soutenant R_1 . La précision du réglage est de $\frac{1}{60}$ de degré (1 minute d'arc). Le deuxième réseau est positionné parallèlement à R_1 . Il ne reste plus qu'à optimiser la distance entre les réseaux G . Pour optimiser G , il faut disposer d'un critère auquel on a accès en temps réel. Cela aurait pu être l'optimisation de la phase spectrale si l'on avait pu incorporer le traitement des données après chaque acquisition d'un interférogramme. Malheureusement, cela n'a pas été possible pour des raisons de compatibilités informatiques. Nous avons plutôt adapté notre dispositif expérimental à la mesure indirecte de l'intensité crête de l'impulsion recomprimée (voir figure (4.8)) :

l'impulsion recomprimée est envoyée dans le cristal non linéaire servant à l'expérience de cross-correlation; il en résulte la génération de la seconde harmonique de l'impulsion fondamentale. Comme l'efficacité de conversion est sensible à l'intensité crête de l'impulsion de départ, on obtient de cette façon un outil sensible à cette caractéristique. L'onde fondamentale est modulée avec le chopper à la fréquence f_1 . L'onde harmonique est détectée avec le photomultiplicateur connecté à la détection synchrone. Celle-ci isole le signal modulé à f_1 . Il est impératif de travailler dans le noir dans cette configuration pour éviter les signaux parasites provenant des tubes fluorescents d'éclairage.

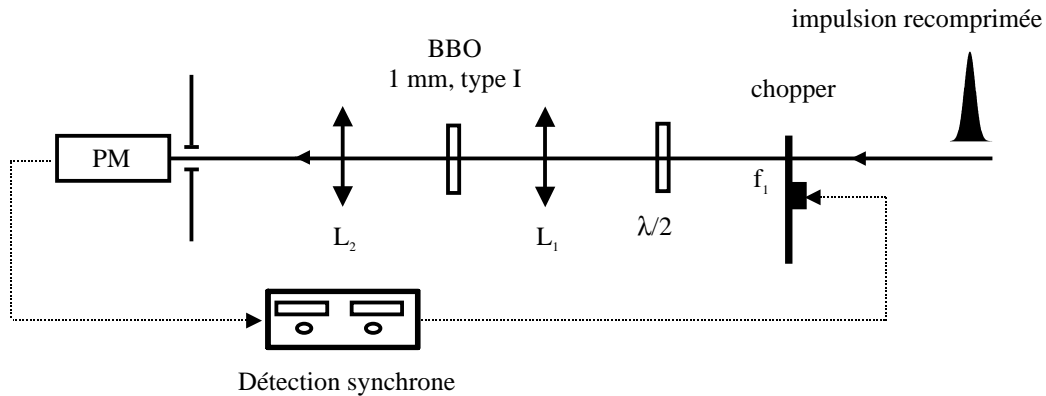


FIG. 4.8 – Montage utilisé pour optimiser la distance entre les réseaux

En pratique, le deuxième réseau R_2 est monté sur une platine de translation, sa résolution est de $10 \mu\text{m}$. Néanmoins, une translation de R_2 affecte son parallélisme avec R_1 . Pour s'en rendre compte, nous avons disposé à plusieurs mètres du compresseur deux diaphragmes sur le trajet du faisceau comprimé. Si le deuxième réseau n'est plus parallèle au premier, le faisceau comprimé ne passe plus dans les trous. Pour le rattraper, il faut réajuster uniquement l'angle de R_2 correspondant à θ_i pour le premier réseau. Tous les autres degrés de liberté de R_2 doivent rester fixes au cours d'une modification de la distance entre les deux réseaux. De cette façon, on optimise la distance G pour un angle θ_i donné. Après chaque modification de cet angle, il faut répéter l'opération.

4.4 Caractérisation de l'impulsion recomprimée

Le compresseur a été réglé avec la procédure décrite ci-dessus. L'angle d'incidence a été choisi égal à l'angle théorique c'est à dire 72° . Nous allons voir que nous obtenons des résultats satisfaisants pour cette valeur.

4.4.1 Mesure de la trace de cross-correlation

Nous utilisons pour cette mesure le pas minimum de notre platine de translation de la ligne à retard. Cela correspond à un échantillonnage temporel de 13.3 fs .

Nous avons mesuré la trace de cross-correlation pour le RBF_a. Le résultat est reporté sur la figure (4.9) en échelle linéaire et logarithmique. La dynamique de la mesure est de 10^4 . Nous pouvons observer la présence de structures avec une amplitude décroissante au fur et à mesure que l'on s'éloigne du maximum. La taille caractéristique de ces structures est de l'ordre de 500 fs . Il s'agit certainement de la conséquence de défauts dans le RBF. Le contraste (rapport entre le premier maximum secondaire et le maximum principal) est de

0.11.

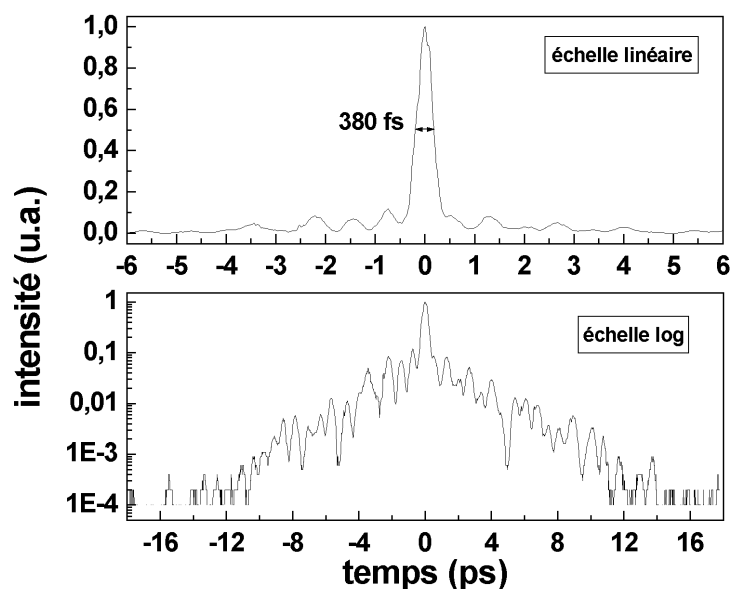


FIG. 4.9 – Trace de cross-correlation de l'impulsion recomprimée en échelle linéaire et logarithmique

La trace de cross-correlation a une durée à mi-hauteur de 380 fs. La durée de l'impulsion initiale a été mesurée par auto-correlation :

on rappelle qu'il s'agit de la même configuration que pour la cross-correlation mis à part que les deux impulsions sont identiques. Pour se placer dans cette situation, nous insérons simplement un miroir devant le RBF, l'impulsion est donc désormais réfléchiée sans être étirée. La trace d'auto-correlation est donnée sur la figure (4.10).

La durée mesurée est de 400 fs. En supposant un profil gaussien de l'impulsion, la durée de l'impulsion courte est obtenue après correction d'un facteur $\sqrt{2}$ ce qui donne 280 fs. En utilisant la relation (4.2), on estime donc la durée de l'impulsion recomprimée à 260 fs. Cette durée est inférieure à celle de l'impulsion initiale. Nous attribuons ce résultat à de l'élargissement spectral par auto-modulation de phase dans la fibre devant le RBF.

Nous parvenons donc à étirer l'impulsion courte à une durée de l'ordre de la ns et à recomprimer à une durée inférieure à 300 fs. Même si la qualité de l'impulsion comprimée n'est pas parfaite, ceci est un résultat remarquable et encourageant quand on sait que le RBF mesure moins de 30 cm de long (l'étireur équivalent avec deux lentilles et deux réseaux de diffraction aurait typiquement un encombrement de l'ordre de 4 m).

Pour poursuivre notre caractérisation, nous allons donner les résultats de la mesure d'interférométrie spectrale.

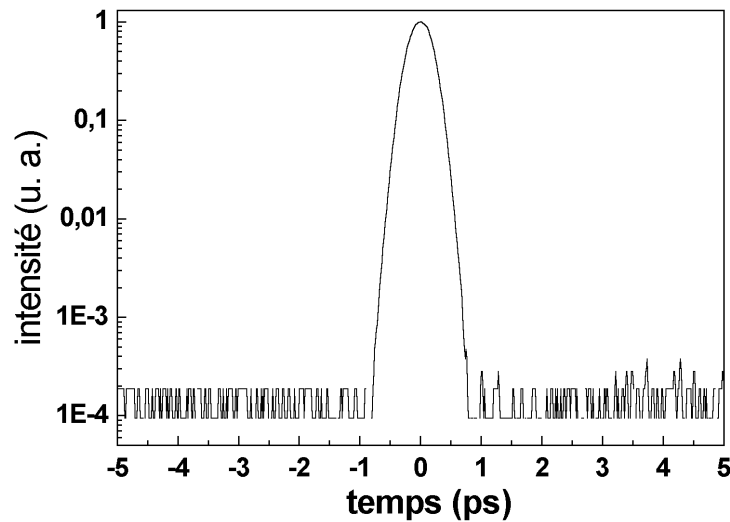


FIG. 4.10 – Trace d'auto-correlation de l'impulsion initiale en échelle logarithmique

4.4.2 Mesure de la phase par interférométrie spectrale

Nous avons mesuré la différence de phase entre l'impulsion comprimée et l'impulsion de départ dans les mêmes conditions que précédemment. En supposant que la phase spectrale de l'impulsion initiale est plate (cela revient à attribuer la phase mesurée à l'ensemble RBF-compresseur), l'interférométrie spectrale donne directement la phase de l'impulsion comprimée. Nous verrons par la suite que cette hypothèse est valable.

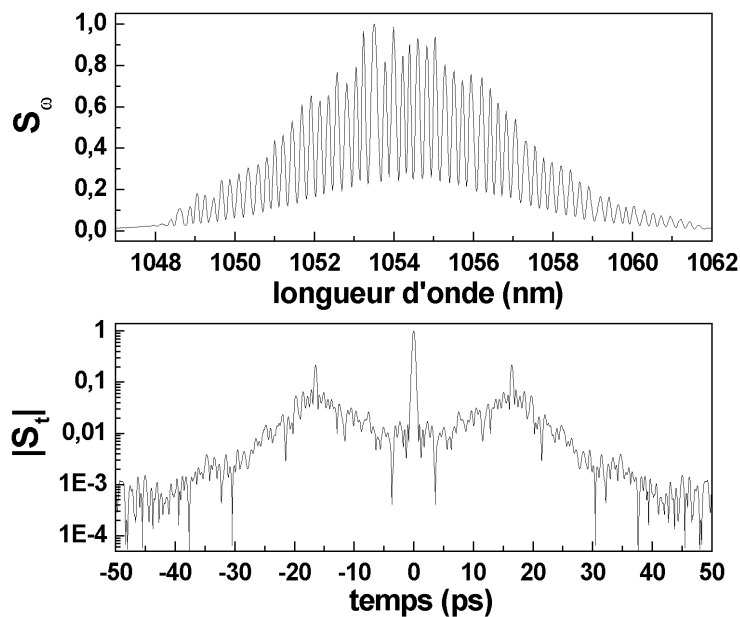


FIG. 4.11 – Interférogramme et sa transformée de Fourier inverse

4.4. Caractérisation de l'impulsion recomprimée

Le retard τ entre les deux bras est ajusté avec la platine de translation pour obtenir un nombre conséquent de franges au niveau de l'interférogramme S_ω . Dans ces conditions, il sera facile de séparer lors du traitement les composantes en $t=0$ et $t=\tau$ de S_t . Un exemple d'interférogramme et de sa transformée de Fourier associée sont donnés sur la figure (4.11). τ est de l'ordre de 16.5 ps. Les pics en $t = \pm\tau$ s'étendent sur un intervalle de temps relativement conséquent. Il est important de prendre en compte tout l'intervalle pour l'obtention de résultats corrects. Il est donc primordial d'avoir un délai τ assez grand (sa borne supérieure est limitée en pratique par la résolution du spectromètre). Nous avons effectué dix mesures consécutives d'interférogrammes. La figure (4.12) représente les caractéristiques spectrales de l'impulsion comprimée. La densité spectrale est tracée sur la partie (a), nous avons reporté en encart le spectre S_0 de l'impulsion initiale. Le spectre de l'impulsion comprimée a des modulations assez prononcées. On retrouve les caractéristiques observées sur la transmittance de ce RBF (figure (4.2)).

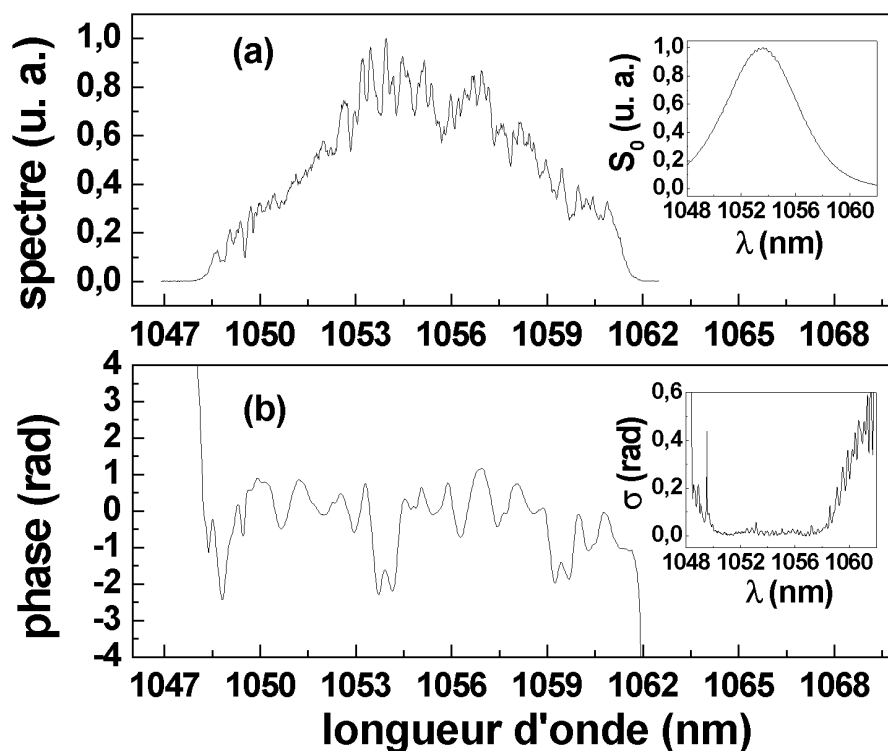


FIG. 4.12 – Caractéristiques spectrales de l'impulsion comprimée :

- (a) : densité spectrale, en encart figure le spectre de l'impulsion initiale,
- (b) : phase spectrale, en encart figure l'écart-type sur les mesures

Le spectre est également décalé vers les grandes longueurs d'onde. Cela provient sans doute du couplage avec des modes de gaine. Il est également élargi ce qui témoigne de la présence d'auto-modulation de phase dans la fibre devant le RBF.

La phase moyenne est donnée sur la partie (b) de la figure (4.12). En encart, nous avons tracé l'écart-type σ sur les mesures de la phase en fonction de la longueur d'onde. Celui-ci a une amplitude de l'ordre de 0.05 rad dans la région centrale du spectre et croît jusqu'à 0.5 rad sur les bords. Les régions où l'incertitude est plus importante correspondent aux zones où le produit des densités spectrales de l'impulsion comprimée et initiale est plus faible. La phase spectrale mesurée est en moyenne constante ce qui témoigne du bon réglage du compresseur. Cependant, on peut noter la présence de modulations d'amplitude entre 1 et 3 radians. La période de ces modulations est de l'ordre de 0.5 nm. Le RBF introduit donc des écarts par rapport à la loi de phase parfaite. Ce résultat est tout de même à relativiser sachant que la phase spectrale apportée par le RBF a une amplitude de variation de l'ordre de 10^4 radians. Il est donc remarquable de parvenir à obtenir après compression une amplitude de 3 radians.

4.4.3 Comparaison des résultats

L'interférométrie spectrale a permis d'obtenir les caractéristiques de l'impulsion comprimée dans le domaine spectral. Connaissant l'amplitude et la phase, il est facile par transformée de Fourier inverse de reconstruire le champ dans le domaine temporel.

Nous avons effectué ce calcul simple ce qui a permis de comparer les résultats donnés par les deux mesures précédentes (cross-correlation et interférométrie spectrale) :

à partir du champ électrique reconstruit et en supposant une impulsion initiale gaussienne de durée donnée par la trace d'auto-correlation, nous avons calculé la trace de cross-correlation attendue. En appelant E_0 et E_c les champs dans le domaine temporel de l'impulsion initiale et comprimée, la trace de cross-correlation $S(t)$ s'obtient simplement par la relation :

$$S(t) = TF^{-1} \left\{ \tilde{E}_0(\omega) \cdot \tilde{E}_c(\omega) \right\}. \quad (4.6)$$

où on utilise la propriété bien connue de la transformée de Fourier d'un produit de convolution. De cette façon, nous avons reconstruit la trace de cross-correlation pour deux cas de figure :

- le premier cas consiste à utiliser entièrement les caractéristiques spectrales de l'impulsion comprimée (densité spectrale et phase).
- dans le second cas, nous avons seulement utilisé la densité spectrale; ce qui revient à considérer que l'impulsion est limitée par transformée de Fourier.

La comparaison avec le signal expérimental est effectuée sur la figure (4.13).

Tout d'abord, on se rend compte du bon accord entre les traces expérimentale et reconstruite par interférométrie spectrale. Cela confirme donc les résultats obtenus pour les deux mesures. D'autre part, cela signifie que l'on peut attribuer directement le résultat donné par l'interférométrie spectrale à la phase de l'impulsion comprimée. On peut noter simplement un léger décalage entre les deux courbes plus marqué pour les temps négatifs.

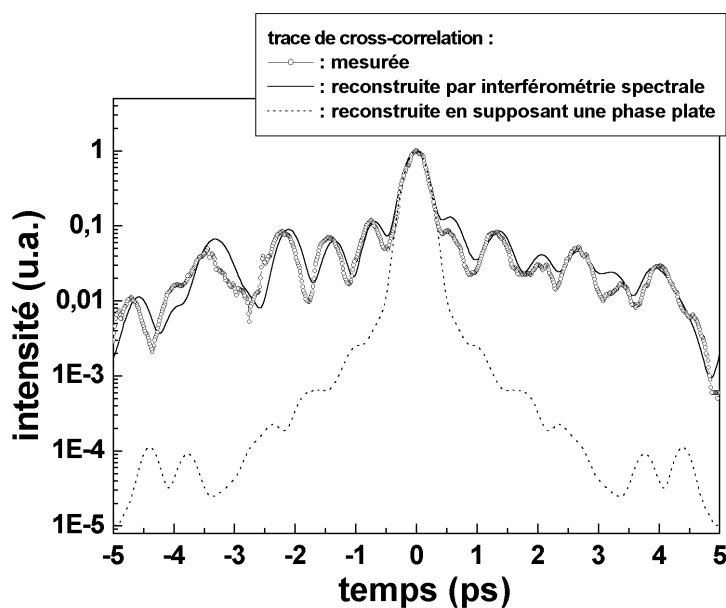


FIG. 4.13 – Comparaison des traces de cross-correlation mesurée et reconstruite par interférométrie spectrale et dans le cas d'une phase plate

Celui-ci peut provenir de l'incertitude sur la mesure de la phase plus importante au niveau de la région des grandes longueurs d'onde.

Avec la courbe obtenue en supposant une phase plate, on obtient un contraste autour de 10^{-3} . Cela montre que c'est essentiellement les défauts de phase qui conduisent à la détérioration du profil temporel de l'impulsion comprimée.

4.5 Vérification de l'interprétation des résultats

Jusqu'à présent, nous avons supposé que le compresseur était parfait. L'origine des résultats précédents étaient directement attribuée au RBF. Nous allons dans cette section démontrer que cette hypothèse était bien valide.

4.5.1 Comparaison des résultats d'interférométrie spectrale pour les deux RBF

Etant donné que nous disposons de deux RBF identiques en théorie, la première vérification consiste à comparer les résultats obtenus pour les deux RBF.

La figure (4.14) montre les phases spectrales mesurées pour les deux RBF. Dans le cas du RBF_b, la phase spectrale résiduelle n'est pas constante en moyenne dans la région des grandes longueurs d'onde mais présente une forte pente. Plusieurs mesures pour ce RBF

4. Démonstration expérimentale d'un système mixte RBF-compresseur à réseaux pour l'allongement et la recompression d'impulsions courtes

ont été effectuées et confirment ce résultat.

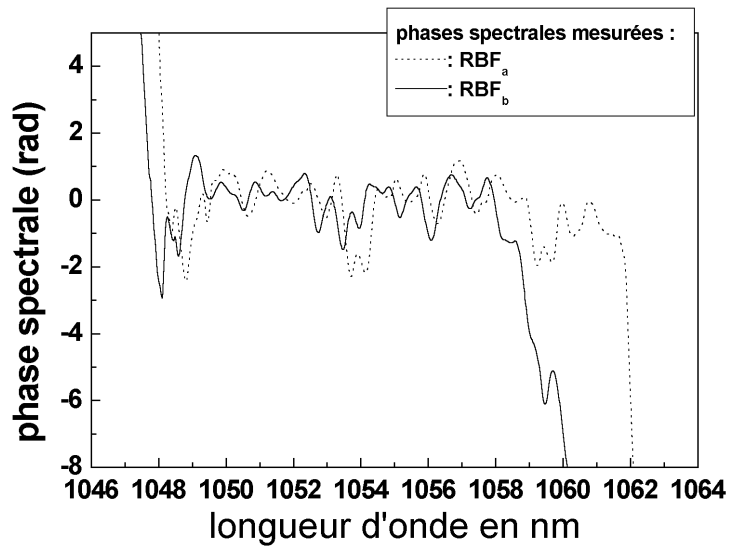


FIG. 4.14 – Phases spectrales mesurées pour les deux RBF

De même que précédemment, nous avons par exemple comparé les résultats donnés par cross-correlation et interférométrie spectrale (figure (4.15)) :

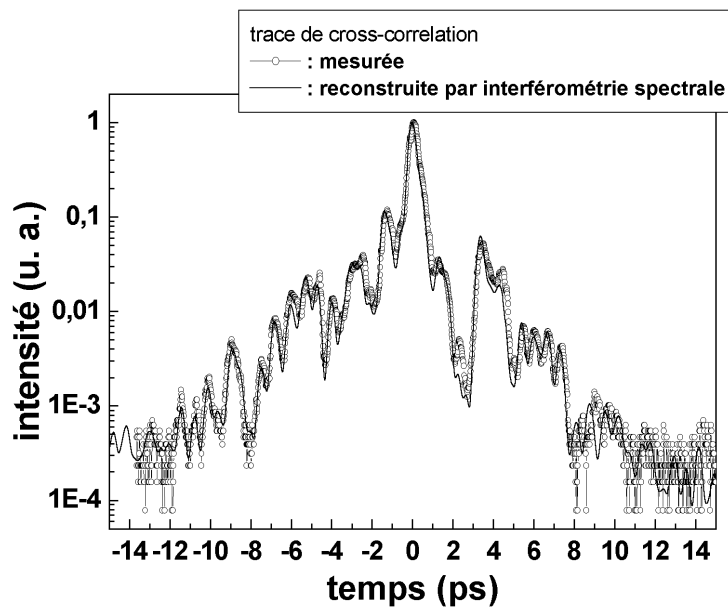


FIG. 4.15 – Trace de cross-correlation mesurée et reconstruite pour le RBF_b

l'accord entre les traces mesurée et reconstruite est excellent sur toute la fenêtre temporelle où le signal expérimental est en dehors du bruit (ce qui donne un intervalle de l'ordre de 20 ps). Cela confirme donc le résultat de la figure (4.14).

Néanmoins, en comparant les deux mesures de phase, on s'aperçoit qu'elles semblent posséder des motifs semblables décalées dans le spectre. Peut-être cela provient-il d'une erreur déterministe introduite lors de l'inscription.

4.5.2 Discrimination de la contribution du compresseur

En pratique, nous avons utilisé un compresseur à deux réseaux (figure (4.7)). Le premier réseau de petites dimensions était neuf tandis que le second avait déjà servi à de multiples reprises. Nous avons étudié l'influence de ce réseau sur la mesure de la phase résiduelle.

Dans ce but, nous avons effectué une première mesure dans les conditions habituelles puis une seconde en tournant le deuxième réseau de 180° autour d'un axe normal à sa surface utilisée. Par conséquent, les longueurs d'onde ne recouvrent plus la même région spatiale du réseau, et il y a une inversion par rapport à la longueur d'onde centrale :

les faibles longueur d'onde recouvrent la zone occupée initialement par les grandes longueurs d'onde et vice-versa.

Si les défauts de phase étaient distribués spatialement sur le réseau, on s'attendrait à une modification de la phase résiduelle mesurée.

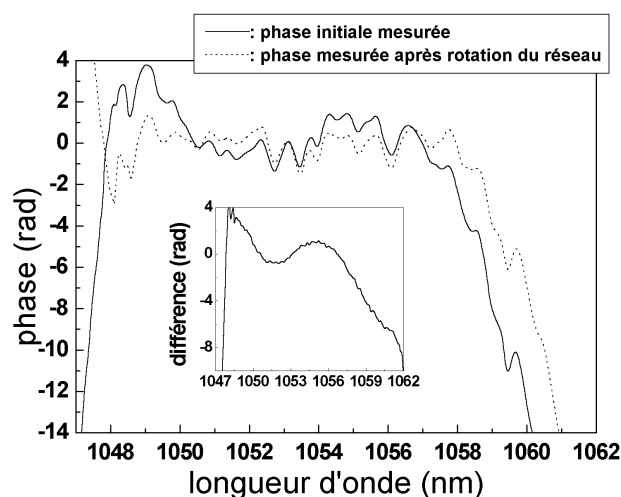


FIG. 4.16 – Phase résiduelle mesurée avant et après rotation du deuxième réseau de diffraction pour le RBF_b , en encart figure la différence entre les mesures

Les résultats correspondants sont tracés sur la figure (4.16) ainsi que la différence entre les deux mesures.

4. Démonstration expérimentale d'un système mixte RBF-compresseur à réseaux pour l'allongement et la recompression d'impulsions courtes

Les deux résultats ont une allure similaire. La différence réside dans leur courbure moyenne. L'encart de la figure (4.16) le met en évidence. Cette différence de courbure moyenne provient sans doute d'un réglage trop rapide du compresseur pour la seconde mesure. Néanmoins, cela n'affecte en aucun cas la conclusion de cette étude. A savoir que le deuxième réseau du compresseur n'est pas responsable des modulations de la phase résiduelle. Des mesures similaires avec le RBF_a donnent les mêmes résultats.

Une mesure complémentaire consiste simplement à comparer les spectres des impulsions réfléchiées par le RBF et comprimées (voir figure (4.17)).

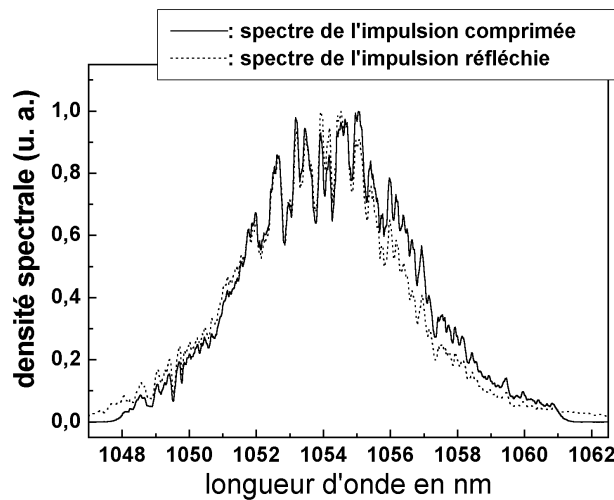


FIG. 4.17 – Spectres de l'impulsion comprimée et étirée pour le RBF_b

Les deux spectres sont assez semblables. Le spectre de l'impulsion comprimée s'étend sur une plage spectrale un peu plus réduite. Cela provient de la coupure spectrale induite par la dimension finie du second réseau. De légères déformations sont présentes mais ne semblent pas mettre en évidence des défauts flagrants sur le réseau.

4.5.3 Comparaison des profils temporels de l'impulsion étirée mesuré et reconstruit

Nous avons effectué un dernier test afin de vérifier que les défauts de la phase résiduelle provenaient bien du RBF :

nous avons comparé les profils temporels de l'impulsion étirée mesuré par cross-correlation et reconstruit.

Pour reconstruire le profil temporel de l'impulsion étirée, nous avons utilisé le spectre de l'impulsion étirée ainsi que la phase résiduelle mesurée. Appelons respectivement ces quantités $I_e(\omega)$ et $\Delta\varphi_r(\omega)$. La principale contribution de la phase apportée par le RBF a été calculée en considérant le cas du RBF idéal (en d'autres termes, à partir de la formule

4.5. Vérification de l'interprétation des résultats

pour l'étireur à réseaux de diffraction). On nomme $\varphi_e(\omega)$ cette contribution. C'est cette phase qui détermine le facteur d'étirement du RBF. La phase totale apportée par le RBF est donc :

$$\varphi(\omega) = \varphi_e(\omega) + \Delta\varphi_r(\omega) \quad (4.7)$$

Le champ de l'impulsion étirée s'en déduit simplement :

$$E_e(t) = TF^{-1} \left\{ \sqrt{I_e(\omega)} e^{i\varphi(\omega)} \right\} \quad (4.8)$$

Nous avons de cette façon calculé le profil temporel attendu pour l'impulsion étirée.

Nous avons effectué cette opération pour le RBF_b :

le profil temporel a été mesuré par cross-correlation avec un pas de 1.3 ps. De cette façon, les modulations rapides ne sont plus visibles (voir figure (4.3)). Au contraire, on obtient un profil moyenné sur cet intervalle de temps.

La figure (4.18) donne le résultat expérimental ainsi que le profil reconstruit. L'accord entre les deux courbes est bon. En pratique, nous avons ajusté les sommets des deux courbes ce qui explique que l'accord dans cette région est très bon. Un décalage progressif au fur et à mesure que l'on s'éloigne de cette région (surtout pour les temps faibles) peut avoir plusieurs origines :

la loi de phase principale du RBF n'est peut être pas tout à fait correcte; ou le spectre utilisé pour le calcul ne coïncide pas exactement avec celui de l'impulsion étirée au moment de la mesure du profil temporel. Car nous avons effectivement effectué les deux mesures à

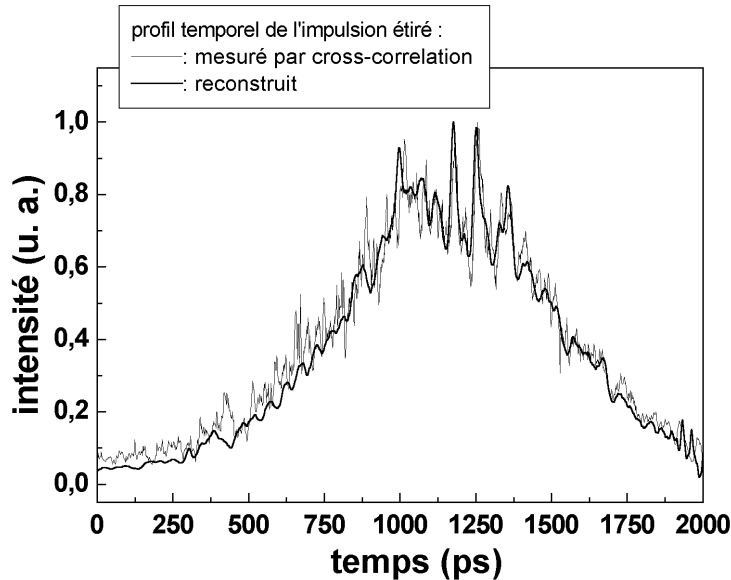


FIG. 4.18 – Profils temporels mesuré par cross-correlation et reconstruit pour le RBF_b

des instants différents (il faut savoir que le résultat du calcul est très sensible à la largeur du spectre utilisé, une modification de celle-ci induite par exemple par une variation de

l'intensité de l'impulsion injecté peut donc changer le résultat). Afin de montrer que c'est bien la phase résiduelle qui permet d'obtenir un bon accord avec la courbe expérimentale, nous avons tracé sur la figure (4.19) le profil reconstruit en prenant en compte la phase résiduelle et sans cette contribution.

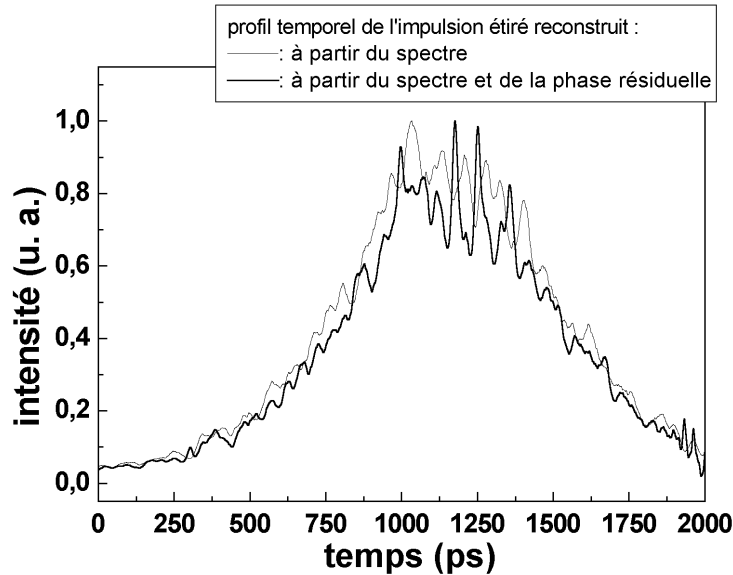


FIG. 4.19 – Profils temporels reconstruits pour le RBF_b en prenant en compte la phase résiduelle et sans cette contribution

On voit notamment sur ce graphe que c'est la phase résiduelle qui induit les modulations particulièrement prononcées au sommet de l'impulsion étirée visibles sur le profil mesuré. Cette dernière mesure montre donc que la phase résiduelle mesurée par interférométrie spectrale provient bien du RBF.

4.6 Propriétés de l'impulsion comprimée en fonction de l'intensité

Pour terminer l'étude de l'impulsion comprimée, nous allons considérer dans cette section l'influence de l'intensité sur ses propriétés.

Pour cela, nous avons mesuré la trace de cross-correlation pour deux intensités de l'impulsion injectée dans la fibre différentes. La première mesure est effectuée pour une énergie de l'impulsion courte dans la fibre estimée à 170 pJ. Lors de la deuxième mesure, nous avons ajouté une densité $D=1$ en sortie de l'oscillateur. L'énergie est donc désormais de 17 pJ.

4.7. Conclusion

La figure (4.20) présente les traces de cross-correlation obtenues dans ces deux situations.

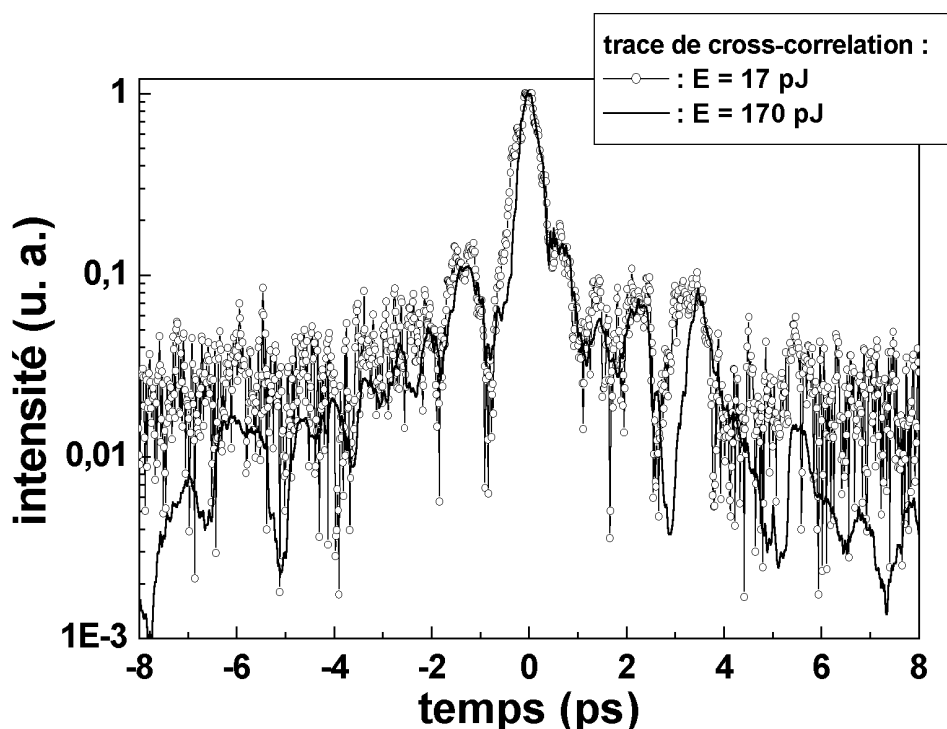


FIG. 4.20 – Traces de cross-correlation pour deux énergies de l'impulsion injectée dans le RBF

La trace à faible énergie est assez bruitée et il n'est pas possible d'avoir une mesure fiable du profil temporel au delà de ± 3 ps; néanmoins, on peut constater que dans cet intervalle, l'accord entre les deux courbes est bon. On distingue bien par exemple le premier maximum secondaire en $t=0.7$ ps.

Ces deux mesures montrent une indépendance des propriétés observées de l'impulsion comprimée par rapport à l'intensité. Le seul effet de cette grandeur serait une influence sur la durée à cause de l'élargissement spectral dans la fibre. Aucun effet lié à l'intensité n'est donc responsable du piédestal et des structures de l'impulsion comprimée.

4.7 Conclusion

Ce chapitre a permis pour la première fois à notre connaissance la démonstration expérimentale d'un étirement avec un RBF et d'une recompression avec un compresseur standard à réseaux de diffraction. Cette démonstration a été réalisée en étudiant

expérimentalement les propriétés de l'impulsion comprimée.

Celle-ci a été complètement caractérisée avec un schéma de cross-correlation et par interférométrie spectrale. Les résultats obtenus avec les deux méthodes s'avèrent être cohérents entre eux. Les caractéristiques de l'impulsion comprimée sont donc les suivantes :

- au niveau temporel, l'impulsion présente des structures complexes avec une période typique de 500 fs. Le meilleur contraste (obtenu avec le RBF_a) est de 0.1. Pour la durée de l'impulsion recomprimée, le résultat est excellent, puisqu'elle est même inférieure à celle de l'impulsion initiale (ceci à cause d'un élargissement spectral dans la fibre devant le RBF).
- dans le domaine spectral, la phase de l'impulsion comprimée est en moyenne plate, cela témoigne d'un bon accord des caractéristiques du RBF (et notamment de la période) avec ce qui était prévu. Autour de cette valeur moyenne, des modulations d'une amplitude de l'ordre de 3 radians sont présentes.

Nous avons ensuite consacré une partie à la vérification de l'origine des caractéristiques sur l'impulsion comprimée observées. Nous avons ainsi montré qu'il s'agissait bien de la contribution des RBF. Des écarts par rapport au RBF théorique idéal sont donc présents en pratique et induisent l'apparition de structures dans le domaine temporel.

Néanmoins, pour une première démonstration avec des RBF aussi longs, les résultats sont encourageants [94]:

avec un RBF de longueur à peine inférieure à 30 cm, nous sommes parvenu à étirer une impulsion courte de 280 fs à une durée proche de la nanoseconde et à la recomprimer à 260 fs.

Les RBF peuvent d'ores et déjà être utilisés pour apporter la plus importante contribution à l'étirement d'une impulsion courte. Pour obtenir une impulsion comprimée avec un meilleur contraste, une correction de la phase s'impose.

Conclusion et perspectives

Nous avons étudié tout au long de ce mémoire les RBF comme solution alternative aux allongeurs standards à réseaux de diffraction.

Ce composant présente en effet potentiellement plusieurs avantages :

- le plus évident est un très bon rapport entre sa compacité et le facteur d'étirement de l'impulsion courte obtenu.
- le RBF est capable d'étirer facilement une impulsion à spectre étroit (contrairement aux étireurs standards à réseaux de diffraction).
- la réponse spectrale du RBF peut être choisie sur mesure (dans la limite de ce qu'il est possible de réaliser techniquement avec les méthodes d'inscription disponibles actuellement) et n'est pas confinée dans la zone définie par la loi des réseaux de diffraction. Ceci peut être intéressant si l'on a besoin d'une réponse spectrale différente, aussi bien en amplitude qu'en phase.
- un autre avantage de ce composant est que son utilisation ne nécessite pas de procédure de réglage complexe (comme c'est le cas pour un étireur classique). La seule difficulté réside dans l'injection dans une fibre monomode.
- enfin, ce composant est potentiellement économique.

Tous ces aspects ont justifié et motivé notre étude.

Etude théorique des RBF : premières propriétés

La première question qui se posait était de savoir si d'un point de vue théorique, les RBF ne présentaient pas de problèmes rédhibitoires pour notre application. Nous avons alors été amené à étudier la réponse spectrale des RBF en fonction de ses paramètres physiques. Le premier chapitre a permis d'introduire la théorie des ondes couplées aussi bien en régime linéaire que non linéaire (auto-modulation de phase et modulation de phase croisée) pour la modélisation des RBF. Les premières propriétés de ce composant ont pu être mises en évidence. Nous nous sommes rapidement rendu compte de l'influence de l'enveloppe de la modulation d'indice (apodisation) sur la réponse des RBF. Une étude détaillée a montré l'importance des faces d'entrée du RBF à cet égard. D'un point de vue théorique, il est important d'apodiser un RBF afin d'éliminer les modulations observées

sur les caractéristiques du RBF.

Une fois familiarisé avec les divers paramètres des RBF et leur influence sur la réponse spectrale, l'étape suivante était le dimensionnement de RBF simulant la réponse d'un allongeur classique. Il s'agissait donc d'étudier le problème inverse.

Le problème inverse : vers le dimensionnement de RBF simulant un étireur standard à réseaux de diffraction

Nous avons débuté l'étude du problème inverse en considérant le modèle de la réflexion ponctuelle. Celui-ci a l'avantage d'être simple et de fournir des résultats analytiques dans le cas du RBF apportant une phase quadratique (ou on néglige la dispersion de la fibre). Néanmoins, il ne fournit que la période physique du RBF indépendamment de l'enveloppe de la modulation d'indice. Nous nous sommes donc intéressés à l'influence de la fonction d'apodisation sur les performances des RBF comme allongeur. Il apparaît que parmi les fonctions régulières testées, afin d'obtenir un rapport étirement sur longueur intéressant, il est préférable de choisir des fonctions avec une région plate sur la bande spectrale d'intérêt et rapidement décroissantes sur les bords.

Pour dimensionner un RBF plus complexe que celui qui apporte une phase quadratique, il est préférable d'avoir recours aux méthodes numériques. Nous avons utilisé l'algorithme de calcul inverse « Layer-Peeling » pour calculer les paramètres physiques d'un RBF simulant la réponse d'un étireur classique. Aussi bien la période que l'enveloppe de la modulation d'indice déduites sont des fonctions lisses. Il n'apparaît donc pas, d'un point de vue théorique, de difficulté particulière à la réalisation pratique d'un RBF semblable. Cette étude a donc permis de démontrer la faisabilité de ces RBF. Nous avons étudié expérimentalement par la suite des RBF linéairement chirpés ainsi que ceux simulant la réponse spectrale d'un étireur à réseaux de diffraction.

Caractérisation de l'impulsion étirée : démonstration d'un étirement à 1053 nm avec un RBF

Nous avons commencé notre étude expérimentale par la caractérisation des RBF linéairement chirpés (dits de première génération). Ces RBF nous ont permis de mettre rapidement en évidence des propriétés intéressantes :

citons en premier lieu la dépendance de la réponse spectrale par rapport à l'état de polarisation de la lumière injectée. Suivant la polarisation, le spectre et le profil temporel de l'impulsion étirée sont plus ou moins modulés (ce qui témoigne d'ailleurs que l'impulsion est bien étirée). Ces propriétés sont indépendantes de l'intensité de l'impulsion initiale. Pour interpréter qualitativement les résultats obtenus, nous avons été amenés à attribuer

ces propriétés à la biréfringence de la fibre et du RBF. Les résultats expérimentaux ne peuvent s'expliquer que si l'on considère séparément les caractéristiques de biréfringence de la fibre et du RBF. Signalons que nous n'avons pas observé de telles modulations pour les RBF de seconde génération. Cela s'explique par le fait que les RBF de première et deuxième génération ont été inscrits dans des fibres différentes (possédant donc des propriétés de biréfringence distinctes). Il est important de souligner que ce problème n'est pas rédhibitoire pour notre application. En pratique, il existe une position optimale qui réduit les modulations.

Nous avons développé un schéma de corrélation croisée permettant la mesure du profil temporel de l'impulsion étirée avec grande précision. Une résolution de l'ordre de la durée de l'impulsion courte est accessible. Comme attendu, un étirement à une durée proche de 400 ps a été démontré avec un RBF de 10 cm. Par contre, nous avons mis en évidence la présence de structures plus ou moins complexes dans la trace enregistrée. Dans le cas du RBF non apodisé, en accord avec la théorie, nous avons observé des modulations à période variable le long du signal, mais également des pics brefs de durée sub-picoseconde. Ces derniers n'étaient pas prévus. Pour un RBF apodisé, des modulations particulièrement prononcées au sommet ont été enregistrées. Ceci soulève la question de savoir s'il est nécessaire d'apodiser un RBF en pratique.

Nous avons attribué la présence de ces structures plus ou moins complexes à des défauts introduits lors de la fabrication des RBF. Il peut exister des défauts d'amplitude et des défauts de phase dans le RBF. Des simulations numériques ont permis de rendre compte qualitativement des observations expérimentales. Néanmoins, il convient de garder à l'esprit qu'il s'agit simplement d'une modélisation très simple, qui ne prend pas en compte la complexité de la technique d'inscription. De plus, plusieurs types de défauts peuvent conduire à des conséquences similaires sur le profil temporel. Ces exemples sont donc illustratifs.

Ce qu'il convient de retenir est l'extrême sensibilité de la méthode de caractérisation à la présence d'écarts par rapport au RBF idéal. Elle peut donc constituer un bon moyen pour tester la qualité des RBF.

Afin de vérifier la loi de phase des RBF, nous avons utilisé et adapté le schéma de corrélation croisée pour retirer l'information de la distribution en fréquences de l'impulsion étirée. Les mesures permettent de définir en moyenne le délai de groupe. Nous avons vu que dans le cas d'un RBF linéairement chirpé et d'un étireur standard, les résultats sont en accord avec la loi attendue. Avec la résolution utilisée, il n'est pas possible d'obtenir autre chose qu'une moyenne du délai de groupe (le temps requis pour une mesure avec un pas temporel plus petit serait trop important). Par contre, il aurait été possible de réaliser des mesures résolues localement (par exemple, pour un RBF non apodisé). N'oublions pas qu'il s'agit simplement d'une limitation de notre dispositif d'acquisition et non du principe de la méthode. Mais une automatisation de l'acquisition peut résoudre

le problème.

A ce stade de la caractérisation, il est légitime de se demander quelle sera l'influence des défauts observés sur la qualité de la recompression. Afin de répondre à la question, il est nécessaire de recomprimer l'impulsion.

Recompression : première démonstration d'un système mixte allongeur fibré-compresseur standard à réseaux de diffraction

Il n'était pas possible de recomprimer dans de bonnes conditions l'impulsion étirée avec des RBF linéairement chirpés. En effet, les termes d'ordres supérieurs à la composante quadratique d'un compresseur à réseaux de diffraction ne sont pas négligeables. Nous avons donc utilisé des RBF simulant la réponse d'un allongeur classique (RBF de deuxième génération). La mesure du délai de groupe s'est avérée en accord avec la loi attendue. En ce qui concerne le profil temporel, la trace de cross correlation présente des modulations et des structures complexes. A nouveau, cette mesure témoigne d'écarts par rapport au RBF idéal (on aurait dans ce cas un profil lisse). Néanmoins, l'impulsion est étirée à une durée de l'ordre de la nanoseconde. Ces mesures préliminaires montrent le fonctionnement global du RBF.

L'impulsion comprimée a été caractérisée dans le domaine temporel avec un schéma de cross correlation et dans le domaine spectral par interférométrie spectrale.

La mesure de la trace de corrélation croisée a permis d'évaluer la durée de l'impulsion comprimée :

on obtient 260 fs pour une durée initiale de 280 fs. La durée finale est inférieure à celle de départ à cause d'une déformation du spectre de l'impulsion réfléchie (son origine peut provenir de phénomènes tels que les effets non linéaires et/ou le couplage avec les modes de gaines). Ce résultat est assez spectaculaire : un RBF de 28 cm permet d'étirer l'impulsion à 1 ns et le compresseur ramène sa durée à 260 fs. Il s'agit de la première démonstration du système hybride RBF-compresseur standard à réseaux de diffraction.

Cependant, le profil temporel de l'impulsion comprimée n'est pas parfait. Le contraste est de l'ordre de 0.1 et des rebonds d'amplitude décroissante au fur et à mesure que l'on s'éloigne du pic principal sont présents. Il s'agit de la conséquence de déviations par rapport au RBF théorique.

Dans le domaine spectral, la phase est en moyenne constante sur le spectre de l'impulsion. Autour de cette moyenne, on peut observer des modulations d'amplitude approximative de 2 radians. Ce sont principalement ces modulations qui sont responsables de la forme temporelle de l'impulsion comprimée. Plusieurs mesures complémentaires ont démontré que l'on pouvait attribuer cette phase au RBF.

Les RBF comme allongeurs : suite du travail

Toute cette étude a donc permis de démontrer, d'abord d'un point de vue théorique, la possibilité d'utiliser les RBF comme allongeurs d'impulsions courtes de durée proche de 300 fs. Nous avons ensuite expérimentalement prouvé la possibilité de réaliser un système hybride RBF-compresseur classique à réseaux de diffraction. Cependant, notre étude a révélé la conséquence de défauts induits lors de l'inscription des RBF. On entend par défauts des écarts par rapport aux paramètres physiques théoriques du RBF (enveloppe de la modulation d'indice et période). Ces défauts peuvent être mis en évidence aussi bien au niveau de l'impulsion étirée que de l'impulsion comprimée.

Pour la poursuite de ce travail, il est envisageable de considérer plusieurs voies :

- la première consiste à étudier l'amplification d'une impulsion étirée avec un RBF puis la recompression. Il est impératif dans ce cas d'utiliser un RBF avec une face d'entrée clivée en biais. Il est sûr que l'injection est plus difficile mais de cette façon, on évite d'envoyer l'impulsion courte réfléchiée sur la face d'entrée vers l'amplificateur. Il est également préférable d'en faire de même avec la face de sortie de la fibre pour les mêmes raisons (même si une solution rapide consiste à écraser cette face sous réserve que l'on n'ait plus besoin d'entrer par ce côté).

Comme le taux de répétition d'un amplificateur est moins élevé que celui d'un oscillateur, la caractérisation que l'on a effectué pour l'impulsion comprimée est plus difficile à mettre en oeuvre (pour des problèmes de synchronisation). Il est donc souhaitable d'utiliser des outils de caractérisation ne nécessitant pas de référence comme un SPIDER [91]. Signalons qu'en principe, l'amplification conserve la phase, c'est pourquoi on ne s'attend pas à une amélioration du profil de l'impulsion comprimée.

- il semble également intéressant de considérer la possibilité d'utiliser des fibres différentes pour l'inscription. Citons par exemple l'utilisation de fibres à maintien de polarisation. L'inscription dans de telles fibres doit résoudre les problèmes potentiels de biréfringence. En effet, si la biréfringence de la fibre avant inscription est suffisamment importante, elle conservera ses axes propres même après inscription. Néanmoins, la fibre utilisée doit être en même temps photosensible.

Un autre type de fibre intéressant à tester pourrait être une fibre faiblement multimode. Sur de faibles distances de propagation, il est envisageable de conserver le caractère monomode du faisceau. La difficulté est en fait d'exciter le mode fondamental de la fibre [95]. L'intérêt d'utiliser ce type de fibre est d'augmenter la

surface du cœur et par la même occasion l'intensité maximale que l'on peut injecter à l'intérieur.

Dans la même optique, il est possible de fabriquer des fibres monomodes avec une surface du cœur 5 à 10 fois supérieure à celle d'une fibre monomode standard [18]. Il faut dans ce cas compenser l'augmentation du diamètre de cœur par une diminution d'indice entre la gaine et le cœur.

Pour les RBF de seconde génération, nous avons utilisé une fibre photosensible aussi bien au niveau du cœur que du cladding. L'intérêt est de réduire le couplage avec les modes de gaine. Cependant, en pratique, nous avons quand même dû réduire la réflectance de nos RBF (à une valeur de 70 %) afin que les pertes par ce couplage restent à un niveau faible. Cela montre que la fibre n'était pas encore optimisée. Cela provient sans doute du fait que cette fibre n'était pas destinée au départ à être utilisée à 1053 nm mais à 1550 nm (longueur d'onde télécom). En effet, ce type de fibre n'est malheureusement pas fabriquée à l'heure actuelle pour une longueur d'onde de travail de 1053 nm. Nous avons pu simplement en récupérer une portion dont le diamètre de cœur était plus petit que la normale. L'effet était donc de diminuer la longueur d'onde de coupure. Nous avons donc bénéficié d'une erreur de fabrication.

De façon générale, tout au long de notre étude, le fait de travailler à 1053 nm a souvent constitué une difficulté réelle palpable lors de dialogues avec les personnes spécialistes du domaine :

l'exemple le plus frappant fut la recherche de fabricants potentiels pour nos RBF. Il nous a été relativement difficile de trouver des personnes pouvant répondre à notre demande : les difficultés principales correspondaient d'une part aux spécificités du RBF demandées (cela impliquait à ce niveau une méthode d'inscription évoluée) mais surtout à la longueur d'onde de travail. En effet, l'inscription de RBF nécessite une source et des moyens de caractérisation à cette longueur d'onde. En tenant compte de ces aspects, le nombre de fabricants potentiels est apparu rapidement limité (deux).

Globalement, l'inscription de RBF à 1053 nm peut être sans doute améliorée. On peut notamment « profiter » de la crise des télécommunications et de la diminution de la demande de ce côté pour solliciter à nouveau les fabricants.

- la voie la plus importante réside dans l'amélioration de la phase résiduelle après compression.

Deux solutions sont envisageables :

- la première consiste à l'amélioration de la méthode d'inscription utilisée pour limiter les erreurs et maîtriser davantage les paramètres physiques du RBF. Elle ne dépend que des fabricants.

- la deuxième possibilité consiste à corriger la phase résiduelle. Il faut dans ce cas posséder la résolution suffisante (on rappelle que la période typique des modulations au niveau de la phase résiduelle est de l'ordre de 0.5 nm).

Plusieurs moyens de correction sont possibles :

- dans notre situation, la réponse du RBF est considérée comme statique. Néanmoins, il est possible de la rendre modulable en jouant par exemple sur la température :

le contrôle de la température le long du RBF permet en effet de modifier le chirp d'un RBF. La période physique du RBF et l'indice effectif sont tout deux modifiés. Ce principe a été utilisé pour obtenir des RBF linéairement chirpés à partir de réseaux uniformes [96].

On a vu que l'ordre de grandeur de variation de la phase résiduelle était typiquement de 0.5 nm. En approximant la période du RBF par une droite, cela correspond à une extension spatiale de 8 mm (le chirp du RBF est de l'ordre de 0.6 nm/cm). Il faut donc être capable de faire varier la température sur des distances inférieures à cette valeur. Pour trouver l'amplitude de variation de température, il faut connaître d'une part la sensibilité du RBF et d'autre part l'amplitude de variation de la période nécessaire pour corriger la loi de phase du RBF.

A 1053 nm, le rapport $\frac{\Delta\lambda_b}{\Delta T}$ peut être évalué à 0.007 nm/°C [96, 97] (ou T est la température et λ_b est la longueur d'onde de Bragg résonante). En ce qui concerne l'amplitude de variation de la période, on peut l'estimer par un calcul inverse.

- un autre moyen de correction est l'utilisation d'un modulateur de phase électro-optique fibré [98]. Le principe du modulateur de phase est de modifier dans le temps l'indice de réfraction par application d'un champ électrique variable dans un milieu. Il en résulte donc une variation temporelle de la phase de l'impulsion se propageant dans le milieu en question. On obtient une modulation de la phase spectrale en appliquant le modulateur de phase temporelle à une impulsion chirpée (puisque l'on sait que dans ce cas, les fréquences sont distribuées temporellement dans l'impulsion). Il reste à savoir si la résolution temporelle du modulateur est suffisante pour corriger la phase résiduelle.
- il est également envisageable d'utiliser un AOPDF² pour corriger la phase [30]. Le principe de l'AOPDF a déjà été mentionné précédemment. Pour

2. modulateur de phase acousto-optique programmable

mémoire, rappelons qu'il est très semblable à celui d'un RBF : le couplage s'effectue ici entre les polarisations ordinaire et extraordinaire d'un cristal biréfringent. Le réseau d'indice est ici créé par une onde acoustique se propageant dans le cristal. Compte tenu des différences de vitesse de propagation des ondes optique et acoustique, le réseau d'indice apparaît statique pour l'impulsion lumineuse. La principale différence avec les RBF est que l'AOPDF fonctionne en transmission. En ajustant localement la période de l'onde acoustique, il est possible de transférer une longueur d'onde d'une polarisation vers l'autre état à la position souhaitée dans le cristal. La dispersion provient donc de la différence de vitesse des deux polarisations.

Le problème principal est le même que pour le modulateur de phase, à savoir la résolution accessible avec ce type d'appareil. Néanmoins, une augmentation de la résolution est toujours possible en effectuant du multi-passage dans l'AOPDF (au détriment des pertes supplémentaires).

Il est évident que pour utiliser un RBF dans une chaîne CPA délivrant des impulsions de forte puissance crête, il faut considérer prioritairement la dernière voie énoncée. La qualité du profil temporel de l'impulsion en fin de chaîne est en effet primordiale.

Globalement, notre étude a démontré la possibilité d'utiliser des RBF pour l'étirement d'impulsions courtes. Cela ouvre la voie à des étireurs très compacts dans les sources lasers. Cette étape est primordiale compte tenu des applications potentielles :

- l'utilisation des RBF dans les schémas de sources délivrant des impulsions très énergétiques est toujours prometteur.
- dans le milieu industriel, la possibilité d'obtenir des lasers toujours plus compacts avec ce composant demeure d'un grand intérêt.

Il reste donc à explorer les voies énoncées pour améliorer les performances de ce composant.

Annexe A

Dérivation de l'équation propre des modes d'une fibre optique

Cet annexe a pour but de dériver l'équation modale d'une fibre optique à partir des équations fondamentales de l'électromagnétisme dans le cas d'un milieu isotrope et de faible gradient d'indice.

On part des équations macroscopiques de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Faraday}); \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{Maxwell-Ampère}); \quad (\text{A.2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{ext} \quad (\text{Maxwell-Gauss}); \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{conservation du flux de } \vec{B}); \quad (\text{A.4})$$

\vec{E} , \vec{H} , \vec{D} et \vec{B} sont respectivement le champ électrique, magnétique, l'induction électrique et magnétique; \vec{J} est la densité de courant externe et ρ_{ext} est la densité de charges externes.

Aux équations (A.1,...,A.4), il faut rajouter les relations constitutives de la matière :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (\text{A.6})$$

où \vec{P} est le vecteur polarisation, \vec{M} est le vecteur aimantation, ε_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité et perméabilité du vide.

On néglige les propriétés magnétiques de la silice et on considère le cas où il n'y a pas de charges externes ; dans cette situation, en utilisant (A.1,...,A.6), on obtient l'équation de propagation du champ électrique :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (\text{A.7})$$

En utilisant l'égalité mathématique: $\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A}$, on obtient la nouvelle équation :

$$\Delta \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (\text{A.8})$$

Le vecteur polarisation se décompose en une partie linéaire et non linéaire, mais dans cet annexe, on ne considère que la réponse linéaire qui s'écrit [83]:

$$\vec{P}_L(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} R^{(1)}(t - t_1) \vec{E}(t_1) dt_1 \quad (\text{A.9})$$

où $R^{(1)}(t)$ est la réponse linéaire du matériau, c'est un tenseur de rang 2 qui est nul pour $t < 0$ pour assurer le principe de causalité; pour simplifier l'écriture, on a omis la dépendance spatiale.

Dans l'espace de Fourier conjugué, (A.9) est équivalente à :

$$\vec{P}_L(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (\text{A.10})$$

où $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité d'ordre 1 définie par :

$$\chi^{(1)}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R^{(1)}(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{A.11})$$

En utilisant (A.3) et (A.5) dans l'espace de Fourier, on a :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{\nabla} \cdot ((1 + \chi^{(1)}) \vec{E}) = \varepsilon_0 \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_r \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{E}) = 0 \quad (\text{A.12})$$

où ε_r et ε sont respectivement la permittivité relative et absolue du milieu.

L'indice de réfraction est relié à la permittivité relative ε_r par :

$$n^2 = \varepsilon_r \quad (\text{A.13})$$

On peut réécrire l'équation (A.8) dans l'espace des fréquences par simple transformée de Fourier :

$$\Delta \vec{E} + n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (\text{A.14})$$

De (A.12), on déduit :

$$\varepsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon \quad (\text{A.15})$$

Pour les fibres à saut d'indice, on voit donc que le membre de droite de (A.14) est nul dans le cœur et la gaine optique puisque ε est constant dans ces régions.

Pour les fibres à gradient d'indice, cela n'est plus le cas. Cependant, on peut montrer que l'équation (A.14) sans second membre est encore une bonne approximation sous réserve que l'indice de réfraction varie lentement à l'échelle de la longueur d'onde [99].

Dans cette situation, nous obtenons alors l'équation bien connue de Helmholtz :

$$\Delta \vec{E} + n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = 0 \quad (\text{A.16})$$

Pour obtenir l'équation modale, on écrit l'amplitude spectrale du mode j sous la forme :

$$\vec{E}_j(x, y, z, \omega) = \vec{T}_j(x, y, \omega) e^{i\beta_j z} \quad (\text{A.17})$$

où β_j et T_j sont respectivement la constante de propagation et le profil transverse du mode j à la fréquence ω .

Cette expression tient compte de la symétrie de translation le long de l'axe de la fibre.

L'insertion de (B.48) dans (A.16) donne l'équation :

$$\Delta_t \vec{T}_j(x, y, \omega) + \left(n^2 \frac{\omega^2}{c^2} - \beta_j^2 \right) \vec{T}_j(x, y, \omega) = 0 \quad (\text{A.18})$$

où Δ_t est le laplacien transverse.

L'équation (A.18) ainsi que les conditions de continuité pour les champs à l'interface du cœur et de la gaine optique permettent de déterminer les caractéristiques des modes propres de la fibre.

Annexe B

Dérivation des équations gouvernant la propagation d'impulsions courtes en régime linéaire et non linéaire : Théorie des ondes couplées (Coupled Wave Theory)

Dans cet annexe, nous considérons le couplage entre les modes fondamentaux d'une fibre se propageant en sens inverse l'un de l'autre. Cette situation correspond à la propagation d'une impulsion courte dans un RBF inscrit dans une fibre monomode.

Nous allons dans un premier temps dériver les équations en régime non linéaire dans le domaine temporel. On pourra alors en déduire simplement les équations en régime linéaire dans l'espace des fréquences.

B.1 Régime non linéaire

Les effets non linéaires considérés ici sont l'auto-modulation de phase (self phase modulation : SPM) et la modulation de phase croisée (cross phase modulation : XPM). Il s'agit de la dépendance de l'indice avec l'intensité. Cela revient à supposer une réponse instantanée de la matière à l'échelle de la durée des impulsions courtes (contribution électronique).

La dérivation des équations se fait de façon perturbative, l'indice non linéaire Δn_{NL} et l'indice induit par l'inscription d'un RBF Δn_{RBF} doivent vérifier la condition :

$$\Delta n_{NL}, \Delta n_{RBF} \ll n_{eff} \quad (\text{B.1})$$

où n_{eff} est l'indice effectif en régime linéaire, en l'absence de RBF.

De cette façon, on pourra négliger les variations induites du profil transverse des modes propres de la fibre et considérer que le champ électrique possède la répartition transverse du mode fondamental non perturbé.

On considérera de plus que la polarisation du champ électrique est conservée tout le long de la fibre et que tous les vecteurs sont linéairement polarisés dans la même direction : on utilise ainsi une approche scalaire. Cette dernière hypothèse revient à négliger la dépolarisation éventuelle dans la fibre et donc la traiter comme un milieu isotrope. Par ailleurs, sous l'hypothèse de faible guidage (faible différence d'indice entre le cœur et la gaine optique), on montre que l'on peut définir des modes propres linéairement polarisés (LP) [27]; par conséquent, il est toujours possible en théorie de décomposer la polarisation de l'impulsion incidente sur la base des deux modes LP orthogonaux fondamentaux.

Le point de départ est l'équation (A.8) où on a négligé la divergence du champ électrique (comme on l'a vu dans l'annexe A, cela revient à se placer dans le cas d'un faible gradient d'indice) :

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (\text{B.2})$$

Le champ électrique est la somme des champs se propageant en sens inverse l'un de l'autre :

$$E(x,y,z,t) = E_+(x,y,z,t) + E_-(x,y,z,t) \quad (\text{B.3})$$

avec :

$$E_{\pm}(x,y,z,t) = \frac{1}{2} T(x,y) A_{\pm}(z,t) e^{\pm i(\beta_0 z \mp \omega_0 t)} + cc \quad (\text{B.4})$$

La polarisation P possède trois contributions :

- la polarisation linéaire P_L de la fibre non perturbée
- la polarisation induite par l'inscription du RBF dans la fibre P_{RBF}
- la polarisation non linéaire P_{NL}

B.1.1 Polarisation induite par l'inscription du RBF

La variation de la permittivité relative induite par l'inscription du RBF est modélisée sous la forme [41] :

$$\Delta \varepsilon_{r,RBF} = \Delta \varepsilon_{r,ac}(z) \cos(2k_B z + \theta(z)) + \Delta \varepsilon_{r,dc}(z) \quad (\text{B.5})$$

- $\Delta \varepsilon_{r,ac}$ est l'enveloppe de la permittivité relative
- k_B est le vecteur d'onde de Bragg principal

B.1. Régime non linéaire

- θ rend compte d'une variation longitudinale de la période
- $\Delta\varepsilon_{r,dc}$ est le décalage de permittivité moyenné spatialement sur une période de réseau

Il est à noter que $\Delta\varepsilon_{r,ac}$, $\Delta\varepsilon_{r,dc}$ et θ sont des fonctions lentement variables à l'échelle de la longueur d'onde.

La polarisation induite \tilde{P}_{RBF} est reliée simplement à $\Delta\varepsilon_{r,RBF}$ dans l'espace des fréquences :

$$\tilde{P}_{RBF} = \varepsilon_0 \Delta\varepsilon_{r,RBF} \tilde{E} \quad (\text{B.6})$$

En utilisant la relation entre permittivité relative et indice de réfraction $\varepsilon_r + \Delta\varepsilon_{r,RBF} = (n + \Delta n_{RBF})^2 \simeq n^2 + 2n\Delta n_{RBF}$ (on a utilisé le fait que $\Delta n_{RBF} \ll n$), on déduit facilement que la variation d'indice correspondant à la présence du RBF s'écrit :

$$\Delta n_{RBF} = \frac{\Delta\varepsilon_{r,RBF}}{2n} \quad (\text{B.7})$$

En utilisant (B.5), on peut donc écrire la variation d'indice sous la forme :

$$\Delta n_{RBF} = \Delta n_{ac}(z) \cos(2k_B z + \theta(z)) + \Delta n_{dc}(z) \quad (\text{B.8})$$

Physiquement, Δn_{ac} est l'enveloppe de la modulation d'indice que l'on nomme habituellement fonction d'apodisation, θ rend compte de la variation de la période (chirp) et Δn_{dc} est la variation moyenne d'indice due à l'inscription. Ce sont toutes des fonctions lentement variables à l'échelle de la longueur d'onde.

Appelons Φ l'argument du cosinus de (B.8), alors le vecteur d'onde de Bragg du RBF (vitesse instantanée de variation de Φ) est défini par :

$$K(z) = \frac{d\Phi}{dz} = 2k_B + \frac{d\theta}{dz} \quad (\text{B.9})$$

La période spatiale Λ de la variation d'indice peut alors s'exprimer en fonction de la fonction θ :

$$\Lambda(z) = \frac{2\pi}{K(z)} = \frac{2\pi}{2k_B + \frac{d\theta}{dz}} \quad (\text{B.10})$$

B.1.2 Polarisation non linéaire

La polarisation non linéaire est due à la réponse instantanée des électrons. Elle s'écrit directement dans le domaine temporel [83] :

$$P_{NL}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E(t)^3 \quad (\text{B.11})$$

B. Dérivation des équations gouvernant la propagation d'impulsions courtes en régime linéaire et non linéaire : Théorie des ondes couplées (Coupled Wave Theory)

où $\chi^{(3)}$ est la susceptibilité non linéaire d'ordre trois de la fibre.

Compte tenu de l'expression (B.3) du champ électrique, on écrit la polarisation non linéaire sous la forme :

$$P_{NL}(t) = \frac{1}{2} [P_{NL}^+(t)e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} + P_{NL}^-(t)e^{-i(\beta_0 z + \omega_0 t)}] + cc \quad (B.12)$$

Si l'on remplace E par son expression (B.3) dans (B.11), en ne retenant que les termes ne nécessitant pas d'accord de phase (ce qui revient à ne garder que les termes en $e^{\pm i\beta_0 z}$), on trouve :

$$P_{NL}^\pm(t) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}T|T|^2 (A_\pm|A_\pm|^2 + 2A_\mp|A_\mp|^2) \quad (B.13)$$

De la même façon que dans le domaine spectral, on définit la permittivité relative non linéaire à partir de la polarisation non linéaire dans le domaine temporel :

$$P_{NL}^\pm(t) = \varepsilon_0\Delta\varepsilon_{r,NL}^\pm E_\pm(t) \quad (B.14)$$

ce qui implique :

$$\Delta\varepsilon_{r,NL}^\pm = \frac{3}{4}\chi^{(3)}|T|^2 (|A_\pm|^2 + 2|A_\mp|^2) \quad (B.15)$$

B.1.3 Ordre 1 de la théorie perturbative

La dérivation des équations couplées se fait dans un premier temps dans l'espace des fréquences où l'on considère la permittivité non linéaire comme une constante, cette démarche est justifiée dans le cadre de l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable du champ ainsi que dans l'approche perturbative [19]. En injectant (B.3) et (B.4) dans la TF de l'équation de propagation (B.2), en utilisant (B.13),(B.15) et en ne considérant que les termes en $e^{-i\omega_0 t}$, on obtient :

$$\left\{ \tilde{A}_+ \left[\Delta_t T + (\varepsilon_r + \Delta\varepsilon_r^+) k^2 T - \bar{\beta}_+^2 T \right] + T \left[(\bar{\beta}_+^2 - \beta_0^2) \tilde{A}_+ + 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}_+}{\partial z} + \frac{\partial^2 \tilde{A}_+}{\partial z^2} \right] \right\} e^{i\beta_0 z} + \left\{ \tilde{A}_- \left[\Delta_t T + (\varepsilon_r + \Delta\varepsilon_r^-) k^2 T - \bar{\beta}_-^2 T \right] + T \left[(\bar{\beta}_-^2 - \beta_0^2) \tilde{A}_- - 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}_-}{\partial z} + \frac{\partial^2 \tilde{A}_-}{\partial z^2} \right] \right\} e^{-i\beta_0 z} = 0 \quad (B.16)$$

avec $\Delta\varepsilon_r^\pm = \Delta\varepsilon_{r,RBF} + \Delta\varepsilon_{r,NL}^\pm$, \tilde{A}_\pm est centrée en ω_0 , k et $\bar{\beta}_\pm$ sont respectivement la constante de propagation dans le vide ($k = \frac{\omega}{c}$) et la nouvelle constante de propagation par rapport au cas où il n'y a pas d'effet non linéaire et de RBF dans la fibre.

De la même façon que l'on a défini la variation d'indice due à la présence du RBF à

B.1. Régime non linéaire

partir de la permittivité relative (voir (B.7)), on définit la variation d'indice non linéaire par :

$$\Delta n_{NL}^{\pm} = \frac{\Delta \varepsilon_{r,NL}^{\pm}}{2n} \quad (\text{B.17})$$

En utilisant (B.15) et en introduisant le coefficient non linéaire en champ n_{2E} , on trouve :

$$\Delta n_{r,NL}^{\pm} = n_{2E}|T|^2 (|A_{\pm}|^2 + 2|A_{\mp}|^2) \quad (\text{B.18})$$

avec :

$$n_{2E} = \frac{3\chi^{(3)}}{8n} \quad (\text{B.19})$$

En pratique, on utilise plus couramment le coefficient non linéaire en intensité relié à celui en champ par :

$$n_{2E}|E|^2 = n_2 I \quad (\text{B.20})$$

Cela implique donc :

$$n_{2E} = \frac{n_2 \varepsilon_0 c n}{2} \quad (\text{B.21})$$

Dans le cadre de l'approche perturbative, on développe le profil transverse T et la constante de propagation $\bar{\beta}_{\pm}$ en une série entière par rapport au paramètre perturbatif $\nu = \frac{\Delta n_{\pm}}{n}$ avec :

$$\Delta n_{\pm} = \Delta n_{RBF} + \Delta n_{NL}^{\pm} \quad (\text{B.22})$$

A partir des équations $\Delta_t T + (\varepsilon_r + \Delta \varepsilon_r^{\pm}) k^2 T - \bar{\beta}_{\pm}^2 T = 0$, au premier ordre en ν , on montre que le profil transverse T des modes n'est pas modifié mais que seule la constante de propagation l'est. On peut alors calculer la différence entre la nouvelle constante de propagation et la constante de propagation initiale :

$$\Delta \beta_{\pm} = \bar{\beta}_{\pm} - \beta \quad (\text{B.23})$$

On montre que :

$$\Delta \beta_{\pm} = k \frac{\iint_{S_{\text{fibres}}} \Delta n_{\pm} |T|^2 dx dy}{\iint_{S_{\text{fibres}}} |T|^2 dx dy} \quad (\text{B.24})$$

En combinant (B.22), (B.24) et (B.18), on peut expliciter l'expression de $\Delta \beta_{\pm}$:

$$\begin{aligned}\Delta\beta_{\pm} &= k_0 \left\{ \eta\Delta n_{RBF} + n_{2E} (|A_{\pm}|^2 + 2|A_{\mp}|^2) \frac{\iint_{S_{fibre}} |T|^4 dx dy}{\iint_{S_{fibre}} |T|^2 dx dy} \right\} \\ &= \Delta\beta^{RBF} + \Delta\beta_{\pm}^{NL}\end{aligned}\quad (\text{B.25})$$

η est le facteur de confinement en puissance du mode fondamental dans le cœur de la fibre :

$$\eta = \frac{\iint_{S_{coeur}} |T|^2 dx dy}{\iint_{S_{fibre}} |T|^2 dx dy}\quad (\text{B.26})$$

il vient du fait que, dans la majorité des cas, le RBF n'est inscrit que dans le cœur de la fibre ($\Delta n_{RBF} = 0$ en dehors du cœur de la fibre).

Il est à remarquer que pour obtenir (B.25), on a pris la valeur de k en ω_0 ce qui se justifie par l'approche perturbative utilisée (il s'agit de la contribution principale).

Dans toute la suite, on se fixe comme convention de prendre le profil transverse T sans unité. Pour le mode fondamental qui nous concerne, on sait qu'il peut être bien approximé par une gaussienne [19]; avec une fonction de la forme $e^{-\frac{r}{r_0}}$ où r est la coordonnée transverse, on montre facilement que :

$$\frac{\iint_{S_{fibre}} |T|^4 dx dy}{\iint_{S_{fibre}} |T|^2 dx dy} = \frac{1}{2}$$

Par conséquent, on obtient :

$$\Delta\beta_{\pm}^{NL} = \frac{\omega_0 n_{2E}}{2c} (|A_{\pm}|^2 + 2|A_{\mp}|^2)\quad (\text{B.27})$$

B.1.4 Equations couplées pour les enveloppes A_{\pm}

L'annulation des membres entre crochets portant sur les profils transverses de l'équation (B.16) nous a permis de déduire $\Delta\beta_{\pm}$. En procédant de même pour la partie sur les enveloppes \tilde{A}_{\pm} et en utilisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable à l'échelle de la longueur d'onde :

$$\left| \frac{\partial^2 \tilde{A}_{\pm}}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta_0 \frac{\partial \tilde{A}_{\pm}}{\partial z} \right|\quad (\text{B.28})$$

on trouve :

$$\left[\left(\bar{\beta}_+^2 - \beta_0^2 \right) \tilde{A}_+ + 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}_+}{\partial z} \right] e^{i\beta_0 z} + \left[\left(\bar{\beta}_-^2 - \beta_0^2 \right) \tilde{A}_- - 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}_-}{\partial z} \right] e^{-i\beta_0 z} = 0\quad (\text{B.29})$$

B.1. Régime non linéaire

On peut alors simplifier (B.29) en écrivant :

$$\bar{\beta}_{\pm}^2 - \beta_0^2 \cong 2\beta_0(\bar{\beta}_{\pm} - \beta_0) = 2\beta_0(\beta + \Delta\beta_{\pm} - \beta_0) \quad (\text{B.30})$$

ce qui conduit à l'équation :

$$\left[i\frac{\partial\tilde{A}_+}{\partial z} + (\beta - \beta_0)\tilde{A}_+ + \Delta\beta_+\tilde{A}_+ \right] e^{i\beta_0 z} + \left[-i\frac{\partial\tilde{A}_-}{\partial z} + (\beta - \beta_0)\tilde{A}_- + \Delta\beta_+\tilde{A}_- \right] e^{-i\beta_0 z} = 0 \quad (\text{B.31})$$

Pour aller plus loin, on écrit la variation d'indice du RBF sous la forme complexe :

$$\Delta n_{RBF} = \frac{1}{2}\Delta n_{ac}(z) [e^{i(2k_B z + \theta(z))} + e^{-i(2k_B z + \theta(z))}] + \Delta n_{dc}(z) \quad (\text{B.32})$$

En insérant (B.32) dans (B.31), on obtient :

$$\begin{aligned} & \left[i\frac{\partial\tilde{A}_+}{\partial z} + (\beta - \beta_0)\tilde{A}_+ + (\Delta\beta_+^{NL} + \eta k_0 \Delta n_{dc})\tilde{A}_+ \right] e^{i\beta_0 z} + \\ & \left[-i\frac{\partial\tilde{A}_-}{\partial z} + (\beta - \beta_0)\tilde{A}_- + (\Delta\beta_+^{NL} + \eta k_0 \Delta n_{dc})\tilde{A}_- \right] e^{-i\beta_0 z} + \eta \frac{k_0}{2} \Delta n_{ac} \\ & \left[\tilde{A}_+ (e^{-i(\beta_0 z - 2\delta z + \theta)} + e^{i(3\beta_0 z - 2\delta z + \theta)}) + \tilde{A}_- (e^{i(\beta_0 z - 2\delta z + \theta)} + e^{-i(3\beta_0 z - 2\delta z + \theta)}) \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.33})$$

avec :

$$\delta = \beta_0 - k_B \quad (\text{B.34})$$

c'est le désaccord par rapport au vecteur d'onde de Bragg du RBF k_B .

Dans cette nouvelle équation, on s'aperçoit qu'il y a des termes oscillant en $3\beta_0 z$, ces termes sont moyennés à 0 dans l'approximation dite synchrone [41]. Une condition nécessaire pour que la théorie des ondes couplées soit valable est donc que $\delta \ll \beta_0$.

En isolant le facteur des exponentielles en $\pm\beta_0 z$, on obtient les équations couplées pour chaque enveloppe :

$$\pm i\frac{\partial\tilde{A}_{\pm}}{\partial z} + (\beta - \beta_0)\tilde{A}_{\pm} + (\Delta\beta_+^{NL} + \sigma)\tilde{A}_{\pm} + \kappa\tilde{A}_{\mp} e^{\mp i(2\delta z - \theta)} = 0 \quad (\text{B.35})$$

où :

– κ est le coefficient de couplage :

$$\kappa = \eta k_0 \frac{\Delta n_{ac}}{2} = \eta \frac{\pi \Delta n_{ac}}{\lambda_0} \quad (\text{B.36})$$

B. Dérivation des équations gouvernant la propagation d'impulsions courtes en régime linéaire et non linéaire : Théorie des ondes couplées (Coupled Wave Theory)

– σ est proportionnel à Δn_{dc} :

$$\sigma = \eta k_0 \Delta n_{dc} = \eta \frac{2\pi \Delta n_{dc}}{\lambda_0} \quad (\text{B.37})$$

A ce stade, avant de repasser dans le domaine temporel, on développe la constante de propagation β autour de la pulsation centrale ω_0 :

$$\beta = \beta_0 + \beta_1 \Omega + \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 + \frac{1}{3!} \beta_3 \Omega^3 + \frac{1}{4!} \beta_4 \Omega^4 + \dots \quad (\text{B.38})$$

où β_n est la dérivée à l'ordre n de β et $\Omega = \omega - \omega_0$.

A l'ordre trois du développement précédent, (B.35) devient :

$$\pm i \frac{\partial \tilde{A}_{\pm}}{\partial z} + \left(\beta_1 \Omega + \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 + \frac{1}{3!} \beta_3 \Omega^3 \right) \tilde{A}_{\pm} + (\Delta \beta_{\pm}^{NL} + \sigma) \tilde{A}_{\pm} + \kappa \tilde{A}_{\mp} e^{\mp i(2\delta z - \theta)} = 0 \quad (\text{B.39})$$

En se souvenant que \tilde{A}_{\pm} est centré en ω_0 et en utilisant le fait qu'une multiplication par Ω dans l'espace des fréquences est équivalente à l'opérateur $i \frac{\partial}{\partial t}$ dans le domaine temporel, on obtient les équations couplées pour les enveloppes dans le domaine temporel :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_+}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_+}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_+}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_+}{\partial t^3} - i A_+ [\sigma + \Gamma (|A_+|^2 + 2|A_-|^2)] - i \kappa A_- e^{-i(2\delta z - \theta)} &= 0 \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial A_-}{\partial t} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_-}{\partial t^2} + i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_-}{\partial t^3} + i A_- [\sigma + \Gamma (|A_-|^2 + 2|A_+|^2)] + i \kappa A_+ e^{i(2\delta z - \theta)} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.40})$$

où Γ est le coefficient non linéaire :

$$\Gamma = \frac{\omega_0 n_{2E}}{2c} = \frac{\pi n_2 n c \varepsilon_0}{4\lambda_0} \quad (\text{B.41})$$

(on a utilisé (B.20) pour trouver cette expression).

Ce système est complété par les conditions de bords [100] :

- $A_+(z=0, t) = A_0(t)$: en $z=0$, A_+ correspond à l'impulsion incidente dans le RBF
- $A_-(z=L, t) = 0$: en $z=L$ (en appelant L la longueur du RBF), l'onde réfléchie est nulle
- $A_{\pm}(z, t < 0) = 0$: pas d'énergie dans le RBF aux temps négatifs

On peut facilement expliciter le rôle de chaque terme en allant de gauche à droite dans les deux équations du système (B.39) :

- les deux premiers termes indiquent la propagation des ondes à la vitesse de groupe β_1

B.1. Régime non linéaire

- les deux termes suivants rendent compte de la déformation de l’enveloppe par la dispersion intrinsèque de la fibre
- le terme proportionnel à σ rend compte de la modification de l’indice en moyenne par l’inscription
- les termes proportionnels à Γ représentent l’auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée
- le dernier terme est responsable du couplage avec l’autre onde via la modulation d’indice

B.1.5 Forme simplifiée des équations couplées

Le jeu d’équations (B.39) n’admet évidemment pas de solution analytique et nécessite l’utilisation de méthodes numériques. On peut le simplifier en supprimant les termes de dispersion en β_2 et β_3 . La justification que l’on peut avancer est que l’on est en droit de négliger la dispersion de la fibre devant celle du RBF.

Toutefois, pour des calculs plus fins où l’on souhaite connaître la phase spectrale de façon précise, il est impératif de les réincorporer.

Dans cette situation simplifiée, le système s’écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_+}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_+}{\partial t} - \imath A_+ [\sigma + \Gamma (|A_+|^2 + 2|A_-|^2)] - \imath \kappa A_- e^{-\imath(2\delta z - \theta)} &= 0 \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial A_-}{\partial t} + \imath A_- [\sigma + \Gamma (|A_-|^2 + 2|A_+|^2)] + \imath \kappa A_+ e^{\imath(2\delta z - \theta)} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.42})$$

Il est souvent d’usage de faire un changement de variable pour incorporer toute l’information des paramètres physiques du RBF dans un seul coefficient; on pose ainsi :

$$\begin{cases} A_+(z,t) = u(z,t) \exp \left[-\imath \left(\delta z - \int_0^z \sigma(z') dz' \right) \right] \\ A_-(z,t) = v(z,t) \exp \left[\imath \left(\delta z - \int_0^z \sigma(z') dz' \right) \right] \end{cases} \quad (\text{B.43})$$

Le système (B.42) devient avec les nouvelles variables :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial u}{\partial t} - \imath u [\delta + \Gamma (|u|^2 + 2|v|^2)] - qv &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial v}{\partial t} + \imath v [\delta + \Gamma (|v|^2 + 2|u|^2)] - q^* u &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.44})$$

où le coefficient de couplage complexe est défini par :

$$q(z) = \imath \kappa(z) \exp \left[\imath \left(\theta(z) - 2 \int_0^z \sigma(z') dz' \right) \right] \quad (\text{B.45})$$

si on le réexprime en fonction des variables physiques du RBF, on trouve :

$$q(z) = \frac{\eta k_0 \Delta n_{ac}(z)}{2} \exp \left[\imath \left(\theta(z) - 2\eta k_0 \int_0^z \Delta n_{dc}(z') dz' + \frac{\pi}{2} \right) \right] \quad (\text{B.46})$$

q contient toute l'information sur le RBF :

- son module est proportionnel à l'enveloppe du RBF (fonction d'apodisation)
- sa phase donne l'information sur la fonction θ qui donne les variations de la période physique en fonction de z et sur le fond continu Δn_{dc} induit par l'inscription

B.2 Régime linéaire

Le système (B.42) peut simplement modéliser la propagation linéaire d'impulsions dans des RBF en prenant $\Gamma = 0$. Cependant, il est plus facile de travailler dans l'espace des fréquences où la réponse du RBF se calcule plus facilement. Dans ce cas, on détermine la réflectivité $r(\omega)$ qui par définition s'écrit :

$$r(\omega) = \frac{\tilde{E}_-(\omega, z=0)}{\tilde{E}_+(\omega, z=0)} = R(\omega) e^{i\varphi(\omega)} \quad (\text{B.47})$$

où R est le module et φ la phase spectrale apportée par le RBF.

Une fois que la réponse spectrale du RBF est connue, il est alors facile de déterminer l'impulsion réfléchie quelle que soit la forme de l'impulsion initiale par synthèse de Fourier. Pour déterminer les équations dans l'espace des pulsations, on écrit la composante à ω du champ \tilde{E}_\pm sous la forme :

$$\tilde{E}_\pm(x, y, z, \omega) = \frac{1}{2} T(x, y) \tilde{A}_\pm(z, \omega) e^{\pm i\beta(\omega)z} + cc \quad (\text{B.48})$$

Dans cette équation, nous négligeons la dépendance spectrale du profil transverse T .

A partir du système (B.35), il est facile d'obtenir les équations dans le domaine spectral en régime linéaire en prenant $\Delta\beta_{NL}^\pm = 0$, $\beta_0 = \beta$ et $\delta = \delta(\omega)$:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_+}{dz} - \imath\sigma\tilde{A}_+ - \imath\kappa\tilde{A}_- e^{-\imath(2\delta z - \theta)} &= 0 \\ \frac{d\tilde{A}_-}{dz} + \imath\sigma\tilde{A}_- + \imath\kappa\tilde{A}_+ e^{\imath(2\delta z - \theta)} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.49})$$

avec : $\delta(\omega) = \beta(\omega) - k_B$, $\kappa = \frac{\eta\pi\Delta n_{ac}}{\lambda}$ et $\sigma = \frac{2\pi\eta\Delta n_{dc}}{\lambda}$.

De même que précédemment, on peut faire les changements de variable :

$$\begin{cases} \tilde{A}_+(z) = \tilde{u}(z) \exp \left[-\imath \left(\delta z - \int_0^z \sigma(z') dz' \right) \right] \\ \tilde{A}_-(z) = \tilde{v}(z) \exp \left[\imath \left(\delta z - \int_0^z \sigma(z') dz' \right) \right] \end{cases} \quad (\text{B.50})$$

B.2. Régime linéaire

on obtient alors les équations :

$$\begin{aligned}\frac{d\tilde{u}}{dz} - i\delta\tilde{u} - q\tilde{v} &= 0 \\ \frac{d\tilde{v}}{dz} + i\delta\tilde{v} - q^*\tilde{u} &= 0\end{aligned}\tag{B.51}$$

où q a la même définition qu'en (B.45).

Les conditions de bords sont :

- $\tilde{u}(z = 0) = 1$: l'amplitude de la composante spectrale initiale est normalisée à 1
- $\tilde{v}(z = L) = 0$: l'amplitude de la composante spectrale réfléchie est nulle en $z=L$

Il est à noter que u , v et \tilde{u} , \tilde{v} ne sont reliés par transformée de Fourier que sous certaines conditions :

le désaccord δ peut s'écrire $\delta(\omega) = \beta - k_B = \beta - \beta_0 + \beta_0 - k_B$; par conséquent, par exemple, l'équation pour \tilde{u} (B.51) peut s'écrire :

$$\frac{d\tilde{u}}{dz} - i\tilde{u}(\beta - \beta_0) + i\tilde{v}(k_B - \beta_0) - q\tilde{v} = 0$$

par comparaison avec (B.44), \tilde{u} sera donc la TF de u si l'on rajoute tout les termes de dispersion et si l'on prend évidemment $\Gamma = 0$ dans (B.44).

B. Dérivation des équations gouvernant la propagation d'impulsions courtes en régime linéaire et non linéaire: Théorie des ondes couplées (Coupled Wave Theory)

Annexe C

Résolution des équations couplées en régime linéaire dans l'espace des fréquences

On rappelle que le système à résoudre s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{u}}{dz} - \imath\delta\tilde{u} - q\tilde{v} &= 0 \\ \frac{d\tilde{v}}{dz} + \imath\delta\tilde{v} - q^*\tilde{u} &= 0 \end{aligned} \tag{C.1}$$

où \tilde{u} et \tilde{v} sont reliés aux amplitudes des champs par les relations :

$$\begin{aligned} \tilde{E}_+(x,y,z,\omega) &= \frac{1}{2}T(x,y)\tilde{u}(z,\omega) \exp \left[\imath \left(\beta z - \delta z + \int_0^z \sigma(z') dz' \right) \right] + cc \\ \tilde{E}_-(x,y,z,\omega) &= \frac{1}{2}T(x,y)\tilde{v}(z,\omega) \exp \left[-\imath \left(\beta z - \delta z + \int_0^z \sigma(z') dz' \right) \right] + cc \end{aligned} \tag{C.2}$$

Ce système doit être résolu pour chaque fréquence de l'intervalle d'intérêt.

C.1 Intégration numérique de l'équation de Riccati

De façon générale, on peut définir la réflectivité r en fonction de la position z dans le RBF :

$$r(z,\omega) = \frac{\tilde{v}(z,\omega)}{\tilde{u}(z,\omega)} \tag{C.3}$$

Cette définition donne le même résultat physique que si l'on avait pris pour définition le rapport \tilde{E}_- sur \tilde{E}_+ (les deux définitions ne diffèrent que d'un facteur de phase linéaire

par rapport à la fréquence donc sans importance).

En dérivant (C.3) et en utilisant (C.2), on obtient l'équation pour la réflectivité :

$$\frac{dr}{dz} + 2i\delta r + qr^2 - q^* = 0 \quad (\text{C.4})$$

La condition $r(z = L) = 0$ détermine complètement la solution de cette équation. Notons qu'il s'agit d'une équation de Ricatti qui n'admet pas de solution analytique en général. On peut utiliser par exemple un schéma de Runge-Kutta pour l'intégrer numériquement et obtenir $r(z = 0)$.

C.2 Méthode des matrices de transfert

La philosophie de la technique des matrices de transfert est de discrétiser le RBF en sections uniformes dont les caractéristiques physiques sont constantes (voir figure (C.1)) [101]. En effet, dans ce cas, il est facile de calculer la matrice de transfert M_i de chaque section i .

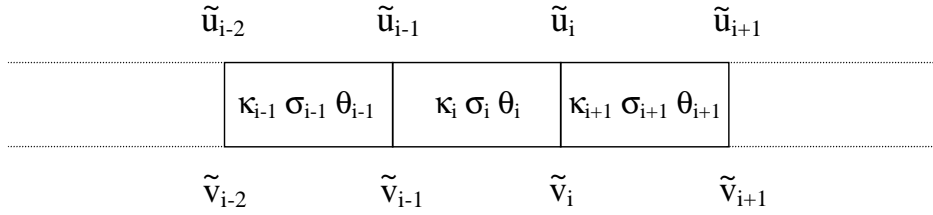


FIG. C.1 – *discrétisation du RBF en sections uniformes*

Dans le cas où q est indépendant de z , le système (C.1) se résoud facilement et on peut en déduire la matrice de transfert d'une section uniforme telle que :

$$\begin{pmatrix} \tilde{u}_{i+1} \\ \tilde{v}_{i+1} \end{pmatrix} = M_i \begin{pmatrix} \tilde{u}_i \\ \tilde{v}_i \end{pmatrix} \quad (\text{C.5})$$

La matrice de transfert s'écrit :

$$M_i = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_i \Delta z) + i \frac{\delta}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i \Delta z) & \frac{q_i}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i \Delta z) \\ \frac{q_i^*}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i \Delta z) & \cosh(\gamma_i \Delta z) - i \frac{\delta}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i \Delta z) \end{pmatrix} \quad (\text{C.6})$$

où Δz est la longueur de chaque section et γ_i est défini par :

C.3. Méthode des matrices de transfert simplifiée

$$\gamma_i^2 = |q_i|^2 - \delta^2 \quad (\text{C.7})$$

La matrice vérifie les propriétés : $M_{22,i} = M_{11,i}^*$ et $M_{21,i} = M_{12,i}^*$, c'est une conséquence de la conservation de l'énergie (le système (C.1) est conservatif).

Comme les équations couplées ne sont valables que lorsque les paramètres du RBF varient lentement à l'échelle de la longueur d'onde, la longueur élémentaire Δz doit être plus grande que la période physique de chaque section :

$$\Delta z > \Lambda_i \quad (\text{C.8})$$

Comme on peut calculer la matrice de transfert de chaque section par (C.6), la matrice de transfert de toute la structure s'obtient par un produit de matrices :

$$M = \prod_i M_i = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{C.9})$$

On obtient donc la relation :

$$\begin{pmatrix} \tilde{u}(L) \\ \tilde{v}(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{u}(0) \\ \tilde{v}(0) \end{pmatrix} \quad (\text{C.10})$$

Dans la modélisation, le RBF dans sa totalité est lui-même un système conservatif si bien que de même que pour chaque section élémentaire :

$$\begin{cases} M_{22} = M_{11}^* \\ M_{21} = M_{12}^* \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

En appliquant les conditions aux limites : $\tilde{u}(0) = 1$ et $\tilde{v}(L) = 0$, on en déduit que :

$$r = \tilde{v}(0) = -\frac{M_{12}^*}{M_{11}^*} \quad (\text{C.12})$$

Le coefficient de réflexion est ainsi déterminé par (C.12) pour chaque fréquence.

Il faut remarquer que le nombre de sections doit être suffisamment important pour obtenir le même résultat qu'avec un RBF aux propriétés continues. De plus, le principal avantage de cette méthode pour calculer $r(\omega)$ est une grande stabilité.

C.3 Méthode des matrices de transfert simplifiée

Dans le cas où $\Delta z \ll L$, on peut montrer que la matrice de transfert d'une section uniforme M est équivalente au produit de 2 matrices plus simples [53] :

$$M \cong M_{\Delta} M_{\rho} \quad (\text{C.13})$$

– M_{ρ} est la matrice décrivant un miroir avec un coefficient de réflexion complexe ρ :

$$M_{\rho} = (1 - |\rho|^2)^{-\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 & -\rho^* \\ -\rho & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{C.14})$$

où ρ est relié au coefficient complexe du RBF par la relation :

$$\rho = -\frac{q^*}{|q|} \tanh(q\Delta z) \quad (\text{C.15})$$

On peut retrouver l'expression (C.14) de M_{ρ} en prenant la limite $|q| \rightarrow \infty$ tout en gardant $q\Delta z$ fini dans la matrice générale (C.6). Dans cette situation, la réflexion est bien localisée en un point donné (comme pour un miroir).

– M_{Δ} est la matrice décrivant une propagation sur une distance Δz :

$$M_{\Delta} = \begin{pmatrix} e^{i\delta\Delta z} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta\Delta z} \end{pmatrix} \quad (\text{C.16})$$

Cette expression s'obtient en prenant la limite $|q| \rightarrow 0$ dans (C.6) puisque dans ce cas, il n'y a plus de couplage et la matrice représente simplement la propagation des champs.

Dans ce modèle, le RBF est donc remplacé par une série de miroirs discrets séparés d'une distance Δz et caractérisés par le coefficient de réflexion complexe ρ_i (voir figure(C.2)).

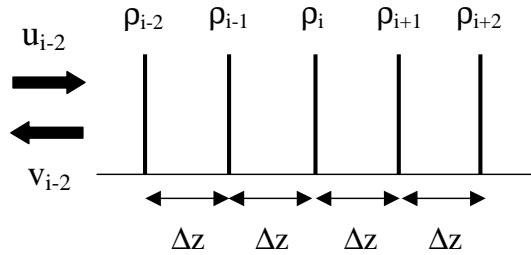


FIG. C.2 – modélisation du RBF en une série de miroirs

La réflectivité du RBF se calcule donc en évaluant un produit de matrice de transferts plus simples que dans le paragraphe précédent. On peut encore trouver une relation plus simple d'utilisation pour calculer la réflectivité.

Pour cela, considérons la relation entre les champs avant et après transfert par la matrice M_i . Celle-ci se calcule simplement :

C.3. Méthode des matrices de transfert simplifiée

$$M_i = M_{\Delta,i} M_{\rho,i} = (1 - |\rho|^2)^{-\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} e^{i\delta\Delta z} & -\rho_i^* e^{i\delta\Delta z} \\ -\rho_i^* e^{-i\delta\Delta z} & e^{-i\delta\Delta z} \end{pmatrix} \quad (\text{C.17})$$

En utilisant :

$$\begin{pmatrix} \tilde{u}_{i+1} \\ \tilde{v}_{i+1} \end{pmatrix} = M_i \begin{pmatrix} \tilde{u}_i \\ \tilde{v}_i \end{pmatrix} \quad (\text{C.18})$$

on en déduit que :

$$r_{i+1} = \frac{\tilde{v}_{i+1}}{\tilde{u}_{i+1}} = \frac{r_i - \rho_i}{1 - r_i \rho_i^*} e^{-2i\delta\Delta z} \quad (\text{C.19})$$

et réciproquement :

$$r_i = \frac{\rho_i + r_{i+1} e^{2i\delta\Delta z}}{1 + r_{i+1} \rho_i^* e^{2i\delta\Delta z}} \quad (\text{C.20})$$

Ces deux relations de récurrence sont particulièrement simples et permettent de calculer la réflectance du RBF en partant soit du début (relation (C.19)) soit de la fin du RBF (relation (C.20)). Evidemment, pour le calcul de la réponse spectrale du RBF, on utilisera donc (C.20) mais dans le cadre du calcul inverse qui consiste à déterminer les paramètres physiques du RBF connaissant sa réponse spectrale, on peut utiliser (C.19).

Annexe D

Développement perturbatif des équations couplées en régime linéaire

Dans cet annexe, on souhaite calculer la réflectivité du RBF perturbativement par rapport à un paramètre η proportionnel au coefficient de couplage q . Ce paramètre doit être plus petit que 1 en valeur absolue sinon le raisonnement n'est pas valable. On rappelle l'équation de Ricatti vérifiée par r :

$$\frac{dr}{dz} + 2i\delta r + qr^2 - q^* = 0 \quad (\text{D.1})$$

(D.1) est complétée par la condition de bord $r(L) = 0$.

On développe ainsi la réflectivité en une série de termes en puissance du paramètre η :

$$r = \sum_{p=0}^{\infty} r^{(p)} = r^{(0)} + r^{(1)} + r^{(2)} + r^{(3)} + \dots \quad (\text{D.2})$$

avec $r^{(p)} \propto \eta^p$.

Cette série ne converge que si $|\eta| < 1$.

En utilisant l'expression (D.2) de r dans (D.1), on obtient l'équation :

$$\frac{d}{dz} (r^{(0)} + r^{(1)} + r^{(2)} + \dots) + 2i\delta (r^{(0)} + r^{(1)} + r^{(2)} + \dots) + q (r^{(0)} + r^{(1)} + r^{(2)} + \dots)^2 - q^* = 0 \quad (\text{D.3})$$

En regroupant tous les termes à la même puissance η , on obtient les équations pour chaque ordre $r^{(p)}$; de façon récursive, on peut alors obtenir tous les termes de la série (D.2). Cependant, l'intérêt est de se placer dans les conditions telles que seuls les premiers termes sont prépondérants (et les termes suivants sont rapidement négligeables).

D.1 ordre 0

L'équation à l'ordre 0 s'écrit :

$$\frac{dr^{(0)}}{dz} + 2i\delta r^{(0)} = 0 \quad (\text{D.4})$$

(D.4) se résoud simplement pour donner la solution :

$r^{(0)}(z) = \alpha e^{-2i\delta z}$ où α est une constante déterminée par la condition $r^{(0)}(L) = 0$.

α est donc égal à 0 et :

$$r^{(0)}(z) = 0 \quad (\text{D.5})$$

Ce résultat n'est pas surprenant puisque l'ordre 0 correspond au cas où il n'y a pas de RBF dans la fibre. Par conséquent, la lumière se propage librement sans couplage et la réflectivité est nulle.

D.2 ordre 1

En regroupant les termes d'ordre 1 en q , on obtient l'équation :

$$\frac{dr^{(1)}}{dz} + 2i\delta r^{(1)} = q^* \quad (\text{D.6})$$

car $r^{(0)} = 0$.

La solution sans second membre de (D.6) est immédiate :

$$r_{ssm}^{(1)}(z) = \xi e^{-2i\delta z} \quad (\text{D.7})$$

où ξ est une constante.

La méthode de Lagrange (méthode de variation de la constante) consiste à chercher la solution de (D.6) sous la forme de (D.7) où ξ dépend désormais de z . En injectant cette forme de solution dans l'équation (D.6), on obtient une équation pour ξ :

$$\frac{d\xi}{dz} = q^* e^{2i\delta z} \quad (\text{D.8})$$

ce qui donne pour ξ :

$$\xi(z) - \xi(L) = \int_L^z q^*(z') e^{2i\delta z'} dz' \quad (\text{D.9})$$

Le terme d'ordre 1 s'en déduit :

$$r^{(1)}(z) = e^{-2i\delta z} \left[\xi(L) + \int_L^z q^*(z') e^{2i\delta z'} dz' \right] \quad (\text{D.10})$$

La condition $r^{(1)}(L) = 0$ implique que $\xi(L) = 0$, et par conséquent :

$$r^{(1)}(z) = e^{-2i\delta z} \int_L^z q^*(z') e^{2i\delta z'} dz' \quad (\text{D.11})$$

La réflectivité du RBF à l'ordre 1 s'obtient en prenant (D.11) en $z = 0$, ce qui donne :

$$r^{(1)}(\delta) = - \int_0^L q^*(z) e^{2i\delta z} dz \quad (\text{D.12})$$

On peut étendre les bornes d'intégration au delà de la longueur du RBF puisque dans ce cas, $q = 0$, ce qui donne :

$$r^{(1)}(\delta) = - \int_{-\infty}^{+\infty} q^*(z) e^{2i\delta z} dz \quad (\text{D.13})$$

(D.13) montre donc qu'à l'ordre un, la réflectivité r est la transformée de Fourier du coefficient de couplage complexe q , ce résultat est valable pour les faibles réflectivités.

D.3 ordre supérieurs

Les équations aux ordres supérieurs peuvent être écrites facilement, cependant, en pratique, elles n'admettent pas de solutions analytiques même pour des RBF les plus simples. C'est pourquoi, nous n'irons pas plus loin dans le développement.

D. Développement perturbatif des équations couplées en régime linéaire

Annexe E

Calcul des paramètres d'un RBF avec des termes quadratique et cubique non nuls par la méthode de la réflexion ponctuelle

Cet annexe a pour but de dériver l'expression de la fonction $\theta(z)$ dans le cas d'un RBF dont la phase spectrale possède des termes quadratique et cubique non nuls.

La phase spectrale apportée par le RBF peut donc s'écrire :

$$\varphi(\omega) = \varphi_1 (\omega - \omega_B) + \frac{1}{2}\varphi_2 (\omega - \omega_B)^2 + \frac{1}{6}\varphi_3 (\omega - \omega_B)^3 \quad (\text{E.1})$$

ce qui correspond au délai de groupe :

$$\tau(\omega) = \frac{d\varphi}{d\omega} = \varphi_1 + \varphi_2 (\omega - \omega_B) + \frac{1}{2}\varphi_3 (\omega - \omega_B)^2 \quad (\text{E.2})$$

Comme d'ordinaire, ω_B désigne la fréquence centrale de la bande passante du RBF.

φ_2 et φ_3 sont des données tandis que φ_1 est une inconnue que l'on va exprimer en fonction des données précédentes.

On peut également réécrire le délai de groupe :

$$\tau(\omega) = \frac{2n_{eff}z(\omega)}{c} \quad (\text{E.3})$$

où n_{eff} est l'indice effectif dont on néglige les variations sur la bande passante du RBF (on prend sa valeur en ω_B).

L'inversion de (E.3) en utilisant l'expression (E.2) pour τ donne :

$$\omega(z) - \omega_B = \frac{\varphi_2}{\varphi_3} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{4n_{eff}}{c} \frac{\varphi_3}{\varphi_2^2} (z - z_B)} \right] \quad (\text{E.4})$$

E. Calcul des paramètres d'un RBF avec des termes quadratique et cubique non nuls par la méthode de la réflexion ponctuelle

avec :

$$z_B = \frac{c}{2n_{eff}}\varphi_1 \quad (\text{E.5})$$

Dans (E.4), on a retenu la racine avec le signe +; de cette façon, on obtient : $\omega(z_B) = \omega_B$. Les conditions de bord au niveau du RBF vont permettre de déterminer φ_1 et sa longueur. On note $\Delta\Omega$ la bande passante sur toute la longueur du RBF. En suivant les applications qui nous intéressent (les basses fréquences sont réfléchies à l'entrée du RBF), on a la condition :

$$\omega(0) = \omega_B - \frac{\Delta\Omega}{2} \quad (\text{E.6})$$

En utilisant l'expression (E.4) de $\omega(z)$, on trouve :

$$\varphi_1 = \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\varphi_2 - \varphi_3 \frac{\Delta\Omega}{4} \right) \quad (\text{E.7})$$

La condition à l'autre bord s'écrit :

$$\omega(0) = \omega_B + \frac{\Delta\Omega}{2} \quad (\text{E.8})$$

Elle fixe la longueur L du RBF :

$$L = \frac{c\varphi_2\Delta\Omega}{2n_{eff}} \quad (\text{E.9})$$

Remarquons qu'on retrouve le même résultat que pour un RBF linéairement chirpé; en effet, c'est le terme d'ordre deux qui détermine seul l'étirement du RBF.

On peut désormais réécrire le terme φ_1 ainsi que l'abscisse z_B en utilisant (E.9) :

$$\varphi_1 = \frac{n_{eff}L}{c} - \frac{1}{8}\varphi_3\Delta\Omega^2 \quad (\text{E.10})$$

$$z_B = \frac{L}{2} - \frac{c}{16n_{eff}}\varphi_3\Delta\Omega^2 \quad (\text{E.11})$$

On voit donc que le terme cubique induit un déplacement de z_B , par rapport au RBF avec un seul terme quadratique, puisque dans ce cas, la position correspondante à la résonance de ω_B était située au milieu du RBF.

Pour trouver la fonction θ , on utilise la condition de Bragg $K = 2\beta(\omega) = 2n_{eff}\frac{\omega}{c}$ avec

$$K = 2k_B + \frac{d\theta}{dz}.$$

Il s'ensuit :

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{2n_{eff}}{c}(\omega - \omega_B) \quad (\text{E.12})$$

Après intégration, on trouve dans notre cas :

$$\theta(z) = \frac{2n_{eff}}{c} \frac{\varphi_2}{\varphi_3} \left[-z + \frac{c}{6n_{eff}} \frac{\varphi_2^2}{\varphi_3} \left(1 + \frac{4n_{eff}}{c} \frac{\varphi_3}{\varphi_2^2} (z - z_B) \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{E.13})$$

Bibliographie

- [1] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187, 493, 1960.
- [2] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino et V. Yanovsky. Petawatt laser pulses. *Optics Letters*, 24, 160–162, 1999.
- [3] D. Strickland et G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56, 219–221, 1985.
- [4] O. E. Martinez. 3000 Times Grating Compressor with Positive Group Velocity Dispersion : Application to Fiber Compensation in 1.3-1.6 μm Region. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23, 59–64, 1987.
- [5] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson et B.S. Kawasak. Photosensitivity in optical waveguides : application to reflection filter fabrication. *Applied Physics Letters*, 32, 647–649, 1978.
- [6] M. Ibsen et R. Feced. Fiber Bragg gratings for pure dispersion-slope compensation. *Optics Letters*, 28, 980–982, 2003.
- [7] A. Othonos et K. Kalli. *Fiber Bragg Gratings : Fundamentals and Applications in Telecommunication and Sensing*. Artech House, 1999.
- [8] R. Kashyap, P. F. McKee, R. J. Campbell et D. L. Williams. Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings. *Electronics Letters*, 30, 996–997, 1994.
- [9] R. Kashyap, H. G. Froehlich, A. Swanton et D. J. Armes. Super-step-chirped fibre Bragg gratings. *Electronics Letters*, 32, 1394–1396, 1996.
- [10] K. C. Byron, K. Sugden, T. Bricheno et I. Bennion. Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre. *Electronics Letters*, 29, 1659–1660, 1993.
- [11] K. Sugden, I. Bennion, A. Molony et N. J. Copner. Chirped gratings produced in photosensitive optical fibres by fibre deformation during exposure. *Electronics Letters*, 30, 440–442, 1994.
- [12] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Thériault, D. C. Johnson, J. Albert et K. Takiguchi. Chirped in-fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion. *Optics Letters*, 19, 1314–1316, 1994.

-
- [13] M. J. Cole, W. H. Low, R. I. Laming, M. N. Zervas et S. Barcelos. Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask. *Electronics Letters*, 31, 1488–1490, 1995.
- [14] A. Asseh, H. Storoy, B. E. Sahlgren, S. Sandgren et R. A. H. Stube. A Writing Technique for Long Fiber Bragg Gratings with Complex Reflectivity Profiles. *Journal of Lightwave Technology*, 15, 1419–1423, 1997.
- [15] I. Petermann, B. Sahlgren, S. Helmfrid et A. T. Friberg. Fabrication of advanced fiber Bragg gratings by use of sequential writing with a continuous-wave ultraviolet laser source. *Applied Optics*, 41, 1051–1056, 2002.
- [16] A. Boskovic, M.J. Guy, S.V. Chernikov, J.R. Taylor et R. Kashyap. All-fibre diode pumped, femtosecond chirped pulse amplification system. *Electronics Letters*, 31, 877–879, 1995.
- [17] A. Galvanauskas, M. E. Fermann, D. Harter, K. Sugden et I. Bennion. All-fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings. *Applied Physics Letters*, 66, 1053–1055, 1995.
- [18] N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, D. Taverner, J. E. Caplen, L. Dong et M. Ibsen. High-power chirped-pulse all-fiber amplification system based on large-mode-area fiber gratings. *Optics Letters*, 24, 566–568, 1999.
- [19] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 1989.
- [20] P. Dietrich, F. Krausk et P.B. Corkum. Determining the absolute carrier phase of a few-cycle laser pulse. *Optics Letters*, 25, 16–18, 2000.
- [21] M. Mehendale, S.A. Mitchell et J.P. Likforman. Method for single-shot measurement of the carrier envelope phase of a few-cycle laser pulse. *Optics Letters*, 25, 1672–1674, 2000.
- [22] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Edition John Wiley and Sons, 1975.
- [23] C. Iaconis et I. Walmsley. Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35, 501–509, 1999.
- [24] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec et A. Migus. Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30, 1662–1670, 1994.
- [25] I. Walmsley, L. Waxer et C. Dorrer. The role of dispersion in ultrafast optics. *Review of Scientific Instruments*, 72, 1–29, 2001.
- [26] F. Ouellette. Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides. *Optics Letters*, 12, 847–849, 1987.
- [27] A.W. Snyder et J.D. Love. *Optical Waveguide Theory*. Chapman and Hall, 1983.
- [28] T. Erdogan. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters. *Journal of the Optical Society of America A*, 14, 1760–1773, 1997.

- [29] F. Ouellette. All-fiber filter for efficient dispersion compensation. *Optics Letters*, 16, 303–305, 1991.
- [30] P. Tournois. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptative compensation of group delay time dispersion in laser systems. *Optics Communications*, 140, 245–249, 1997.
- [31] F. Verluise, V. Laude, J.P. Huignard, P. Tournois et A. Migus. Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves. *Journal of the Optical Society of America B*, 17, 138–145, 2000.
- [32] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann et P. Tournois. Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. *Optics Letters*, 25, 575–577, 2000.
- [33] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *The Bell System Technical Journal*, 48, 2909–2947, 1969.
- [34] A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 9, 919–933, 1973.
- [35] H. Kogelnik. Filter response of nonuniform almost-periodic structures. *The Bell System Technical Journal*, 55, 109–126, 1975.
- [36] B. Batterman et H. Cole. Dynamical diffraction of X-rays by perfect crystals. *Review of Modern Physics*, 36, 681–717, 1964.
- [37] P.V. Mamyshev et S.V. Chernikov. Ultrashort-pulse propagation in optical fibers. *Optics Letters*, 15, 1076–1078, 1990.
- [38] K.J. Blow et D. Wood. Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25, 2665–2673, 1989.
- [39] C. Headley et G.P. Agrawal. Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 13, 2170–2177, 1996.
- [40] B.J. Eggleton, C.M. De Sterke et R.E. Slusher. Nonlinear pulse propagation in Bragg gratings. *Journal of the Optical Society of America B*, 14, 2980–2993, 1997.
- [41] T. Erdogan. Fiber Grating Spectra. *Journal of Lightwave Technology*, 15, 1277–1294, 1997.
- [42] C.M. De Sterke, K.R. Jackson et B.D. Robert. Nonlinear coupled-mode equations on a finite interval: a numerical procedure. *Journal of the Optical Society of America B*, 8, 403–412, 1991.
- [43] N.G.R. Broderick, D.J. Richardson et M. Ibsen. Nonlinear switching in a 20-cm-long fiber Bragg grating. *Optics Letters*, 25, 536–538, 2000.

-
- [44] J. Lauzon, S. La Rochelle et F. Ouellette. Numerical analysis of all-optical switching of a fiber Bragg grating induced by a short-detuned pump pulse. *Optics Communications*, 92, 233–239, 1992.
- [45] N.G.R. Broderick, D. Taverner, D.J. Richardson et M. Ibsen. Cross-phase modulation effects in nonlinear fiber Bragg gratings. *Journal of the Optical Society of America B*, 17, 345–353, 2000.
- [46] C.M. De Sterke et J.E Sipe. Switching dynamics of finite periodic nonlinear media : a numerical study. *Physical Review A*, 42, 2858–2869, 1990.
- [47] D.N. Christodoulides et R.I. Joseph. Slow Bragg solitons in nonlinear periodic structures. *Physical Review Letters*, 62, 1746–1749, 1989.
- [48] B.J. Eggleton, R.E. Slusher, C.M. De Sterke, P.A. Krug et J.E. Sipe. Bragg grating solitons. *Physical Review Letters*, 76, 1627–16309, 1996.
- [49] D. Taverner, N.G.R. Broderick, D.J. Richardson, R.I. Laming et M. Ibsen. Nonlinear self-switching and multiple gap-soliton formation in a fiber Bragg grating. *Optics Letters*, 23, 328–330, 1998.
- [50] C.M. De Sterke. Optical push broom. *Optics Letters*, 17, 914–916, 1992.
- [51] M.J. Steel, D.J.A. Jakson et C.M. De Sterke. Approximate model for optical pulse compression by cross-phase modulation in Bragg gratings. *Physical Review A*, 50, 3447–3452, 1994.
- [52] J.E. Sipe, L. Polodian et C.M. De Sterke. Propagation through nonuniform grating structures. *Journal of the Optical Society of America A*, 11, 1307–1320, 1994.
- [53] J. Skaar, L. Wang et T. Erdogan. On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer peeling. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37, 165–173, 2001.
- [54] J. A. R. Williams, I. Bennion et N. J. Doran. The design of in-fiber Bragg grating systems for cubic and quadratic dispersion compensation. *Optics Communications*, 116, 62–66, 1995.
- [55] T. Komukai et M. Nakazawa. Fabrication of non-linearly chirped fiber Bragg gratings for higher-order dispersion compensation. *Optics Communications*, 154, 5–8, 1998.
- [56] D. Pastor, J. Capmany, D. Ortega, V. Tatay et J. Marti. Design of Apodized Linearly Chirped Fiber Gratings for Dispersion Compensation. *Journal of Lightwave Technology*, 14, 2581–2588, 1996.
- [57] K. Ennser, M. N. Zervas et R. I. Laming. Optimization of Apodized Linearly Chirped Fiber Gratings for Optical Communications. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34, 770–778, 1998.
- [58] L. Poladian. Analysis and modelling of group delay ripple in Bragg gratings. Dans *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides*, pages 106–112, 2000.

- [59] M.K.Durkin, R.Feced, C.Ramirez et M.N.Zervas. Advanced fibre Bragg gratings for high performance dispersion compensation in DWDM systems. Dans *Optical Fiber Communication*, pages 7–12, March 2000.
- [60] K. A. Winick et J. E. Roman. Design of corrugated waveguide filters by Fourier-transform techniques. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26, 1918–1929, 1990.
- [61] Ghie-Hugh Song et Sang-Yung Shin. Design of corrugated waveguide filters by the Gel’fand-Levitan-Marchenko inverse scattering medium. *Journal of the Optical Society of America A*, 2, 1905–1915, 1985.
- [62] J. E. Roman et K. A. Winick. Waveguide Grating Filters for Dispersion Compensation and Pulse Compression. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29, 975–982, 1993.
- [63] E Peral et J. Capmany. Iterative Solution to the Gel’fand-Levitan-Marchenko Coupled Equations and Application to Synthesis of Fiber Gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 32, 2078–2084, 1996.
- [64] J. Skaar et K. M. Risvik. A genetic algorithm for the inverse problem in synthesis of fiber gratings. *Journal of Lightwave Technology*, 16, 1928–1932, 1998.
- [65] G. Cormier, R. Boudreau et S. Thériault. Real-coded genetic algorithm for Bragg grating parameter synthesis. *Journal of the Optical Society of America B*, 18, 1771–1776, 2001.
- [66] A. M. Bruckstein, B. C. Levy et T. Kailath. Differential Methods in Inverse Scattering. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 45, 312–335, 1985.
- [67] R. Feced, M. N. Zervas et M. A. Muriel. An Efficient Inverse Scattering Algorithm for the design of Nonuniform Fiber Bragg Gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35, 1105–1115, 1999.
- [68] L. Poladian. Simple grating synthesis algorithm. *Optics Letters*, 25, 787–789, 2000.
- [69] M. Ibsen, P. Petropoulos, M. N. Zervas et R. Feced. Dispersion-free fibre Bragg gratings. Dans *Optical Fiber Communication*, 2001.
- [70] Yisi Liu, Liang Dong, J. J. Pan et Claire Gu. Strong phase-controlled fiber Bragg gratings for dispersion compensation. *Optics Letters*, 28, 786–788, 2003.
- [71] E. B. Treacy. optical Pulse Compression With Diffraction Gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 5, 454–458, 1969.
- [72] N. Blanchot. *Génération d’impulsions femtosecondes dans le domaine des 100 terawatts par amplification dans des mélanges de verres, et démonstration de focalisation à des densités de puissance supérieures à $2 \cdot 10^{19}$ W/cm²*. Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 1995.
- [73] G. Chériaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker et L. F. Dimauro. Aberration-free stretcher design for ultrashort pulse amplification. *Optics Letters*, 21, 414–415, 1996.

-
- [74] G. Chériaux. *Influence des distorsions de phase sur le profil d'impulsions femtosecondes dans l'amplification à dérive de fréquence. Application à la génération d'impulsions de 30 TW à 10 Hz dans le saphir dopé au titane*. Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 1997.
- [75] E. Hecht. *Optics*. Addison-Wesley, 1987.
- [76] M. K. Durkin, M. Ibsen et R. I. Lamming. Equalisation of Spectral Non-Uniformities in Broad-Band Chirped Fibre Gratings. Dans *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides*, 1997.
- [77] L. Dong, L. Reekie, J. L. Cruz, J. E. Caplen, J. P. de Sandro et D. N. Payne. Optical Fibers with Depressed Claddings for Suppression of Coupling into Cladding Modes in Fiber Bragg Gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9, 64–66, 1997.
- [78] S. C. Rashleigh. Origins and Control of Polarization Effects in Single-Mode Fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 1, 312–331, 1983.
- [79] G. D. VanWiggeren et R. Roy. Transmission of linearly polarized light through a single-mode fiber with random fluctuations of birefringence. *Applied Optics*, 38, 3888–3892, 1999.
- [80] S. Bardal, A. Kamal et P. St. J. Russel. Photoinduced birefringence in optical fibers : a comparative study of low-birefringence and high-birefringence fibers. *Optics Letters*, 15, 411–413, 1992.
- [81] A. M. Vengsarkar, Q. Zhong, D. Inniss, W. A. Reed, P. J. Lemaire et S. G. Kosinski. Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual-exposure method. *Optics Letters*, 19, 1260–1262, 1994.
- [82] T. Erdogan et V. Mizrahi. Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 11, 2100–2105, 1994.
- [83] P.M. Butcher et D. Cotter. *The Elements of Nonlinear Optics*. Cambridge University press, 1990.
- [84] F. Ouellette. The effect of profile noise on the spectral response of fiber gratings. Dans *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides*, 1997.
- [85] R. Feced et M. N. Zervas. Effects of Random Phase and Amplitude Errors in Optical Fiber Bragg Gratings. *Journal of Lightwave Technology*, 18, 90–101, 2000.
- [86] M. Sumetsky, B. J. Eggleton et C. M. de Sterke. Theory of group delay ripple generated by chirped fiber gratings. *Optics Express*, 10, 332–339, 2002.
- [87] G. Olivié, D. Villate, L. Videau, E. Freysz et F. Salin. Temporal characterization of short pulses stretched by fiber Bragg gratings. *Optics Letters*, 28, 1585–1587, 2003.
- [88] R. Kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 1999.

- [89] M. Volanthen, H. Geiger, M. J. Cole, R. I. Laming et J. P. Dakin. Low coherence technique to characterise reflectivity and time delay as a function of wavelength within a long fibre grating. *Electronics Letters*, 32, 757–758, 1996.
- [90] D. J. Kane et R. Trebino. Characterization of Arbitrary Femtosecond Pulses Using Frequency-Resolved Optical Gating. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29, 571–579, 1993.
- [91] C. Iaconis et I. A. Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Optics Letters*, 23, 792–794, 1998.
- [92] C. Froehly, A. Lacourt et J. C. Vienot. Notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert temporelle des pupilles optiques. *Journal d'Optique (Paris)*, 4, 183–196, 1973.
- [93] L. Lepetit, G. Chériaux et M. Joffre. Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America B*, 12, 2467–2474, 1995.
- [94] G. Olivié, D. Villate, L. Videau et F. Salin. Recompression of short pulses stretched by fiber Bragg gratings. Dans *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2003.
- [95] M. E. Fermann, A. Galvanauskas et M. Hofer. Ultrafast pulse sources based on multi-mode optical fibers. *Applied Physics B*, 70, 13–23, 2000.
- [96] J. Lauzon, S. Thibault, J. Martin et F. Ouellette. Implementation and characterization of fiber Bragg gratings linearly chirped by a temperature gradient. *Optics Letters*, 19, 2027–2029, 1994.
- [97] R. E. Slusher, B. J. Eggleton, T. A. Strasser et C. M. de Sterke. Nonlinear pulse reflections from chirped fiber gratings. *Optics Letters*, 3, 465–475, 1998.
- [98] E. Salmon, N. Blanchot, D. Husson, C. Rouyer et C. Sauteret. Temporal distortions control in chirped pulse amplification using phase modulator as temporal correctors. Dans *Ultrafast Optics*, 1999.
- [99] D. Marcuse. *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. New-York Academic, 1991.
- [100] C.M. De Sterke et J.E Sipe. Coupled modes and the nonlinear Schrödinger equation. *Physical Review A*, 42, 550–555, 1990.
- [101] M. Yamada et K. Sakuda. Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach. *Applied Optics*, 26, 3474–3478, 1987.

Titre :

Étirement d'impulsions courtes avec des Réseaux de Bragg Fibrés pour les chaînes lasers de forte puissance.

Résumé :

Le développement de sources lasers Pétawatt nécessite l'utilisation de la méthode d'amplification par dérive de fréquences (Chirped Pulse Amplification : CPA). Afin de limiter les effets non linéaires, l'impulsion courte de départ doit être étirée temporellement d'un facteur de l'ordre de 10^4 - 10^5 . Dans de telles conditions, l'encombrement des étireurs standards à réseaux de diffraction est rapidement un problème. Dans cette optique, nous avons étudié les Réseaux de Bragg Fibrés (RBF) comme solution alternative.

Nous avons d'abord effectué une modélisation complète en utilisant la théorie des ondes couplées. Les propriétés générales de ce composant pour l'étirement d'impulsions courtes ont pu ainsi être étudiées. Un algorithme de calcul inverse a été utilisé pour dimensionner des RBF simulant la réponse spectrale d'un étireur standard à réseaux de diffraction.

Des RBF de ce type et linéairement chirpés ont été étudiés expérimentalement. Nous avons d'abord caractérisé l'impulsion étirée. La mesure précise du profil temporel par corrélation croisée a mise en évidence des différences entre RBF réel et idéal. Nous avons également mesuré la distribution en fréquences de l'impulsion chirpée (délai de groupe). Nous avons démontré un bon accord avec la loi de phase attendue pour un RBF idéal.

La suite de notre étude expérimentale a concerné la recompression de l'impulsion étirée avec un RBF. Pour cela, nous avons utilisé un compresseur standard à réseaux de diffraction. L'impulsion recomprimée a été complètement caractérisée. Pour une impulsion de durée initiale de 280 fs à 1053 nm, un RBF de 28 cm a permis de l'étirer à 1 ns; la durée de l'impulsion recomprimée a été mesurée à une valeur inférieure à 300 fs. Son contraste était de l'ordre de 10^{-1} .

Nous avons ainsi démontré pour la première fois la réalisation expérimentale d'un système hybride constitué d'un RBF comme allongeur et d'un compresseur de Treacy pour la recompression.

Mots clés :

- étireur
- réseau de Bragg fibré
- impulsion courte
- phase spectrale

Title :

Short pulse stretching with Fiber Bragg Grating for high power laser chains.

Abstract :

Chirped pulse amplification (CPA) is necessary for the design of Petawatt class laser. To reduce non linear effects, the initial short pulse must be temporally stretched with a factor around 10^4 - 10^5 . In this case, the size of standard bulk diffraction gratings based stretchers becomes rapidly cumbersome. As an alternative solution, we have studied Fiber Bragg gratings (FBG).

We first developed a complete model using coupled-mode theory. In this way, main properties of this component for short pulse stretching were studied. To determine a FBG that simulate the spectral response of a standard bulk diffraction gratings based stretcher, we used an inverse algorithm.

FBG of this kind and linearly chirped FBG were then experimentally studied. We first characterized the stretched pulse. The precise temporal profile measurement with a cross correlation scheme evidenced differences between real and ideal FBG. We have also measured the chirped pulse frequencies distribution (group delay). We found a good agreement with the ideal FBG phase law.

The study of the FBG stretched pulse recompression followed. To do this, we used a standard bulk diffraction gratings based compressor. The compressed pulse was entirely characterized. For an initial pulse with a duration of 280 fs and a central wavelength of 1053 nm, a 28 cm long FBG allowed to stretch the short pulse to a duration of 1 ns; the compressed pulse duration was found to be lower than 300 fs. Its contrast was around 10^{-1} .

We have therefore experimentally demonstrated for the first time an hybrid association of a FBG as a stretcher and a standard Treacy compressor.

Keywords :

- stretcher
- fiber Bragg grating
- short pulse
- spectral phase