



HAL
open science

Optique Non-Linéaire dans les structures semi-conductrices à fort confinement du champ.

Alexandre Baron

► **To cite this version:**

Alexandre Baron. Optique Non-Linéaire dans les structures semi-conductrices à fort confinement du champ.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT: . tel-00573319

HAL Id: tel-00573319

<https://pastel.hal.science/tel-00573319>

Submitted on 3 Mar 2011

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

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



**UNIVERSITÉ
PARIS-SUD 11**



Faculté des
sciences
d'Orsay

**UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

École Doctorale Ondes et Matières
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI ORSAY**

par

Alexandre Baron

le 2 décembre 2010

Optique non-linéaire dans les structures
semi-conductrices à fort confinement du
champ

Devant le jury :

M. Vincent COUDERC
M. Richard DE LA RUE
M. Philippe DELAYE
M. Robert KUSZELEWICZ
M. Pascal BALDI
Mme Sara DUCCI

Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Membre
Membre
Membre

Table des matières

1	Optique non-linéaire et localisation	7
1.1	Rappels d'optique non-linéaire et introduction des notations	8
1.1.1	Polarisation non-linéaire	8
1.1.2	Polarisation non-linéaire d'ordre n (description dans le domaine de Fourier)	8
1.1.3	Equation de propagation non-linéaire	9
1.2	Optique non-linéaire dans les semi-conducteurs	11
1.2.1	Susceptibilité non-linéaire du troisième ordre	11
1.2.2	Effet Kerr et effet Kerr croisé	11
1.2.3	Automodulation de phase	12
1.2.4	Absorption à deux photons et absorption à deux photons croisée	13
1.2.5	Effets de porteurs libres	14
	Réfraction et absorption par les porteurs libres	14
	Dynamique des porteurs libres	15
1.2.6	Diffusion Raman stimulée	16
1.3	Effet de la localisation	18
1.3.1	Théorie du champ local	19
	Polarisation linéaire	19
	Facteur de champ local	20
	Polarisation non-linéaire	21
1.3.2	Facteur de champ local et structures à fort confinement du champ	21
	Cas de la polarisation non-linéaire d'ordre n	22
	Renforcement des différentes non-linéarités considérées	22
1.3.3	Equation de propagation non-linéaire en présence de localisation	24
1.4	Etat de l'art général des structures à fort confinement du champ	24
1.4.1	Facteur de champ local dans les structures à fort confinement du champ	24
	Champ local et vitesse de groupe	25
	Champ local et microcavité	27
1.4.2	Les guides à cristal photonique semi-conducteur	28
1.4.3	les nanoguides de silicium	30
1.4.4	Ordres de grandeur sur les dimensions et la localisation	31
1.5	Conclusion	32
2	Exaltation des non-linéarités dans un guide à cristal photonique de GaAs	35
2.1	Echantillon et Outils de caractérisation	36
2.1.1	Présentation de l'échantillon	36
	La structure	36
	Le matériau	37

2.1.2	Outils de caractérisation expérimentale	40
	Le montage	40
	La source impulsionnelle : un oscillateur paramétrique optique	41
	Considérations sur le couplage et procédure de réglage	42
2.2	Exaltation des non-linéarités par la localisation du champ	43
2.2.1	Mise en évidence de la localisation	43
	Transmission Fabry-Perot du guide à cristal photonique	44
	Mesure du facteur de champ local	45
2.2.2	Exaltation de l'absorption à deux photons	48
2.2.3	Exaltation des effets de phase	51
	Spectroscopie non-linéaire	51
	Equation de propagation non-linéaire et simulation du spectre	52
2.3	Etude théorique de la propagation non-linéaire dans un guide à cristal photonique de GaAs en régime picoseconde.	55
2.3.1	Propagation non-linéaire dans le guide : influence de la localisation et de la longueur d'interaction	55
	Influence de la localisation sur la transmission non-linéaire et écrêtage de l'impulsion	55
	Influence du facteur de champ local sur la phase	56
	Influence de la localisation sur la longueur non-linéaire	59
2.3.2	Longueurs non-linéaires et localisation	62
	Longueur Kerr et longueur de réfraction des porteurs libres	63
	Longueur d'absorption à deux photons	64
	Régimes de fonctionnement	65
2.4	Conclusion	67
3	Amplification Raman d'impulsions optiques dans les nanoguides de silicium	69
3.1	Contexte de l'amplification Raman dans les nanoguides de silicium	70
3.2	Modèle basique de l'amplification Raman dans le silicium en présence d'absorption à deux photons	71
3.2.1	Equations couplées pompe-sonde	71
3.2.2	Evolution de l'intensité de la sonde	73
3.3	Confrontation expérimentale : chute du gain Raman à cause de l'élargissement spectral de la pompe	74
3.3.1	Echantillon, dispositif expérimental et mesures préliminaires	74
	Echantillon de silicium sur isolant utilisé pour l'expérience	75
	Banc de caractérisation non-linéaire	75
	Localisation, pertes linéaires et coefficient de couplage	76
3.3.2	Mise en évidence de la chute du gain Raman	78
3.4	Modélisation de la chute du gain Raman par élargissement spectral de la pompe	81
3.4.1	Méthode split-step Fourier	82
3.4.2	Gain Raman effectif et influence sur le modèle basique	84
	Gain Raman effectif	84
	Influence du gain effectif sur le modèle basique en présence d'absorption à deux photons	88
3.4.3	Effet de l'automodulation de phase et de la réfraction des porteurs libres sur la chute du gain Raman effectif	89
	Equation non-linéaire de la phase	90
	Caractérisation de l'élargissement spectral	92
3.5	Récapitulatif et conclusions	96

4 Applications de la localisation à la commutation	99
4.1 Introduction	100
4.1.1 Commutateur non-linéaire	100
4.1.2 Figure de mérite classique	102
4.2 Longueurs non-linéaires	104
4.2.1 Absorption à m-photons	104
4.2.2 Longueur de réfraction des porteurs libres	105
4.3 Calculs et détermination des paramètres de matériaux	105
4.3.1 Calculs des coefficients non-linéaires	105
Coefficients d'absorption multi-photonique	105
Coefficient Kerr	108
Coefficient de réfraction des porteurs libres	108
4.3.2 Matériaux	109
Le silicium (Si)	109
L'arséniure de gallium (GaAs)	109
L'arséniure de gallium aluminium (AlGaAs)	110
Le nitrure de Gallium (GaN)	110
4.4 Diagramme de longueurs non-linéaires	111
4.5 Conclusion	114
Bilan et perspectives	117
A Calculs de Fourier : Propriétés	121
A.1 Théorème de convolution	121
A.2 Théorème de Parseval-Plancherel	121
A.3 Formule des moments	122
A.4 Théorème de Wiener-Khintchin	122
A.5 Dérivation de la convolution et de la corrélation	123
B Code Matlab	125
B.1 parameters.m	125
B.2 loop.m	129
Bibliographie	133

Remerciements

La rédaction de ce manuscrit a été un effort long qui a nécessité de mobiliser trois ans de ma vie. Mon implication a été forte tant sur le plan professionnel que sur le plan personnel. Pour cette raison, je souhaiterais remercier un certain nombre de personnes sans qui, cette thèse n'existerait pas. Ce manuscrit leur est dédié.

Tout d'abord, je remercie Philippe Delaye qui a dirigé ma thèse et a fait preuve d'une disponibilité quasi-permanente.

Je remercie ensuite, Nicolas Dubreuil qui a co-encadré mon travail de recherche. Nicolas a su être motivant par son énergie et m'a permis de relever la tête lorsque ça allait mal.

Je remercie Felix Kroeger avec qui j'ai partagé mon bureau durant trois ans et avec qui j'ai eu énormément d'échanges scientifiques et amicaux.

Je remercie Aleksandr Ryasnyanskiy qui a débuté son postdoc au moment où j'ai débuté ma thèse. Notre travail de collaboration s'est montré très fructueux.

Je souhaiterais également remercier tous les membres du groupe Matériaux Non-Linéaires et Applications (MANOLIA) pour avoir contribué à ce qu'il y règne une bonne humeur constante et qui se sont toujours montrés disponibles. Je remercie donc Gerald, Roosen, Gilles Pauliat, Robert Frey, Mireille Cuniot-Ponsard, Minh Chau Phan Huy, Jean-Michel Desvignes, Sylvie Lebrun, Magali Astic, Jean-Michel Jonathan, Kevin Contreras et Liye Shan.

Je voudrais remercier Govind Agrawal avec qui j'ai collaboré durant plusieurs mois et qui a accepté de m'accueillir pour un séjour dans son laboratoire à l'Université de Rochester aux Etats-Unis.

Je remercie finalement mes amis, ma famille et ma compagne Clarisse pour leur soutien.

Introduction

En 1887, Heinrich Hertz met en évidence expérimentalement le fait que les ondes électromagnétiques qu'il génère ont en tous points, les mêmes propriétés que la lumière, vérifiant ainsi la prédiction de Maxwell, à savoir que la lumière n'est rien d'autre qu'une onde électromagnétique. Dans son expérience, il utilise un circuit LC oscillant, produisant des arcs électriques. Celui-ci sert d'émetteur. Il utilise un éclateur, en guise de récepteur, c'est-à-dire une boucle métallique contenant un petit interstice. Il observe que l'émission d'arcs électriques par l'émetteur se traduit par des arcs électriques au niveau de l'interstice du récepteur. Hertz vient de découvrir les ondes radio. L'émission d'ondes électromagnétiques induit un courant dans la boucle du récepteur qui produit des arcs. A l'issue de cette découverte, Hertz note : « cela n'a aucune espèce d'application. C'est juste une expérience qui permet de prouver que le maître Maxwell avait raison, nous avons simplement ces ondes électromagnétiques mystérieuses que nous ne pouvons voir à l'oeil nu ». Cette découverte donne pourtant naissance à la radiophonie, puis aux télécommunications, deux technologies qui ont profondément marqué et changé la société au XX^{ième} siècle.

Les ondes électromagnétiques ont longtemps été utilisées dans les domaines radio et micro-onde. Pourtant, aujourd'hui la lumière joue un rôle majeur dans la communication et il semble qu'elle ait le potentiel de renforcer ce rôle. Grâce aux progrès majeurs de l'opto-électronique et des fibres, il est devenu possible d'utiliser la lumière comme support physique de l'information et de la transporter sur de très grandes distances. Le défi qui se présente aujourd'hui, en revanche, est le traitement de cette information. Il ne se fait, actuellement, que de manière électronique et impose donc une conversion photon-électron. Cette conversion a un coût en terme de bande-passante car les composants électroniques atteignent leurs limites, alors que les flux modernes de données nécessitent d'atteindre des fréquences de commutation supérieures à 10 GHz. De plus, cette conversion introduit des pertes.

Une idée qui vient alors immédiatement à l'esprit à partir de ce constat, consiste à essayer de trouver un moyen d'effectuer un traitement du signal purement photonique, sans recourir à l'électron. Toutefois, la nature même du photon rend difficile son interaction avec un autre photon, si bien qu'il est compliqué de créer des fonctions de traitement du signal photonique.

Une des manières de réaliser des fonctions de traitement du signal photonique consiste à employer l'optique non-linéaire où, par l'intermédiaire de l'interaction lumière-matière, il devient possible de changer la longueur d'onde des photons, de les commuter, de les mélanger, de les additionner, de les soustraire etc. Depuis la première démonstration expérimentale de la génération de second harmonique par Franken au début des années 1960, les phénomènes non-linéaires ont trouvé beaucoup d'applications et ont même permis la commercialisation de composants non-linéaires. Beaucoup de ces applications exploitent des processus de conversion de fréquences permettant d'obtenir des sources cohérentes de rayonnement à des longueurs d'onde où il est difficile, voire impossible d'obtenir de telles sources par des transitions lasers. De plus, de nombreux matériaux non-linéaires, tels que les semi-conducteurs, du fait de leurs fortes pro-

riétés non-linéaires, ont été envisagés afin de servir de brique de base pour des composants de traitement tout-optique du signal. Cette voie a été abondamment explorée dans les années 1980, lorsque la bistabilité optique, notamment, a été étudiée dans ces matériaux.

Cependant, l'interaction non-linéaire est très consommatrice en énergie et nécessite de fortes concentrations de puissance. Il faut, dès lors, trouver un moyen d'exalter l'interaction de la lumière avec la matière afin de diminuer les puissances mises en jeu dans les processus non-linéaires.

Ce constat a fondamentalement changé avec l'avènement de la nanophotonique. En effet, les énormes progrès de fabrication des trente dernières années permettent aujourd'hui, de réaliser et de structurer des composants de dimensions très faibles (proche de la longueur d'onde des photons utilisés dans les télécommunications). Ces structures présentent la propriété de confiner le champ dans de très petites dimensions et donc de capturer de l'énergie dans de très petits volumes. Ce confinement est très bénéfique puisqu'il permet justement d'exalter l'interaction lumière-matière et donc l'interaction non-linéaire.

Une des structures possibles pour obtenir cette exaltation est le cristal photonique. Le cristal photonique a été imaginé par E. Yablonovitch à la fin des années 1980. L'idée consiste à structurer un matériau de manière périodique, à l'échelle de la longueur d'onde. La périodicité induite, par l'intermédiaire d'une modulation de l'indice de réfraction par exemple, fait apparaître des bandes d'énergies interdites pour les photons, de la même manière que la périodicité des atomes dans un cristal semi-conducteur fait apparaître des bandes d'énergies interdites pour les électrons. Par analogie avec la physique de la matière condensée, on a nommé ces bandes interdites : *bande interdite photonique*. Concrètement, ceci veut dire qu'il existe des fréquences pour lesquelles, la lumière ne peut pas se propager dans le cristal. Toutefois, si l'on crée un défaut de périodicité alors la lumière est contrainte de se loger dans le défaut, ce qui produit un confinement de fait qui dépend de la structure. Avec cette structuration, il est possible de réaliser des cavités ou des guides.

Les composants à cristal photonique à deux dimensions sont très utilisés car ils présentent l'avantage d'être plus simples à réaliser que les composants à trois dimensions, de permettre d'obtenir de très forts confinements et ont peu de pertes. Un cristal photonique à deux dimensions typique est constitué d'un réseau de trous gravé dans un matériau. Si l'on retire une rangée de trous dans ce réseau, on obtient un guide de lumière, car celle-ci se propage dans la direction du défaut. On appelle cela un *guide à cristal photonique*. Ces structures ont une propriété intéressante liée à la nature de la bande interdite photonique. De la même manière que dans un semi-conducteur, en bord de bande interdite, l'électron voit sa vitesse de groupe réduire, la lumière ralentit en se rapprochant du bord de bande. Ce ralentissement de la lumière est un facteur supplémentaire de localisation et doit donc constituer un atout pour l'exaltation des effets non-linéaires. Au moment où je débute ma thèse, la démonstration expérimentale et quantitative de l'effet du ralentissement de la lumière sur l'exaltation de la non-linéarité dans un guide à cristal photonique est une question ouverte.

Un autre type de structure qui trouverait une application potentielle pour le traitement tout-optique de l'information est le nanoguide de silicium sur isolant. Le secteur privé, ainsi que le secteur public investissent de gros efforts pour capitaliser sur les grands progrès et les savoir-faire issus de l'industrie de la micro-électronique et de l'étude des semi-conducteurs afin de produire des composants qui soient comparables (voire compétitifs) et compatibles avec les composants opto-électroniques déjà existants. Ainsi, le silicium présente l'avantage d'être compatible avec les technologies CMOS, très largement dominantes dans l'industrie et les technologies actuelles. Tous ces efforts ont ouvert une discipline spécifique qui est la photonique sur silicium.

Ainsi, une des fonctions majeures figurant parmi les applications les plus importantes des

nanoguides de silicium est l'amplification d'impulsions optiques dans un milieu présentant du gain optique. Cependant, le problème majeur que pose le silicium est qu'il ne possède pas de gap direct. Il est donc impossible de créer une source de lumière cohérente (diode laser), ni même d'amplifier de la lumière sans recourir à l'optique non-linéaire, contrairement à d'autres matériaux comme l'arséniure de gallium (GaAs) ou le nitrure de gallium (GaN) par exemple. Pour cette raison, il y a un intérêt majeur à étudier l'émission Raman stimulée dans ce type de structure et dans ce matériau notamment. Bien que l'amplification d'impulsions optiques dans ces structures à fort confinement du champ ait déjà été démontrée, il existe une pléiade d'effets non-linéaires, autre que l'émission Raman stimulée qui peuvent venir réduire le gain du milieu, notamment à cause des effets de phases dans les régimes d'impulsions courtes (picoseconde). Ce phénomène n'a été étudié ni expérimentalement, ni analytiquement.

Le travail de recherche que j'ai effectué pendant les trois années où j'ai préparé ma thèse de doctorat s'est inscrit dans le cadre de l'équipe de recherche Matériaux Non-Linéaires et Applications (MANOLIA), dirigée par Gilles Pauliat, du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, sous la direction de Philippe Delaye et co-encadré par Nicolas Dubreuil. Mon travail s'inscrit, de plus dans la continuité de la recherche de Magali Astic et a été effectué en parallèle avec celle de Felix Kroeger. Au cours de sa thèse, durant laquelle M. Astic a travaillé sur l'exaltation des non-linéarités du troisième ordre dans les structures à cristal photonique, elle a montré que dans de telles structures, on pouvait observer de très forts changements d'indice de réfraction et que de fortes densités de porteurs libres photo-générés par absorption multi-photonique étaient favorisées en bord de bande interdite. F. Kroeger, quant à lui, a réalisé une expérience de caractérisation de l'effet Raman stimulée dans un nanoguide de silicium pour des impulsions en régime picoseconde qui a montré que les effets de porteurs libres photo-générés par absorption multi-photonique produisaient des effets de phases faisant chuter le gain Raman, ce que l'on peut appeler *le problème de l'amplification Raman d'impulsions picosecondes dans le silicium*.

La démarche que j'entreprends vise donc, d'une part, à caractériser de manière expérimentale et quantitative, la manière dont la localisation dans un guide à cristal photonique exalte les effets non-linéaires. D'autre part, je souhaite modéliser de manière analytique l'amplification Raman dans le silicium en tenant compte de tous les autres effets non-linéaires présents dans ce matériau afin de résoudre le problème de l'amplification Raman d'impulsions picosecondes et d'expliquer les résultats expérimentaux observés par F. Kroeger, avec lequel j'ai collaboré. Finalement, je souhaite inscrire mon travail dans un contexte un peu plus général et aborder rapidement les implications pratiques de mes résultats de recherche dans le cas particulier de la commutation optique.

Nous rappelons dans le premier chapitre les bases de l'optique non-linéaire et de la localisation. Nous effectuons un rappel d'optique non-linéaire, ce qui permet notamment d'introduire les notations, en listant tous les effets qui seront étudiés dans les semi-conducteurs. Il y a l'effet Kerr, l'automodulation de phase, l'absorption à deux photons, les effets de porteurs libres générés par absorption à deux photons et la diffusion Raman stimulée. Nous rappelons ensuite l'effet de la localisation sur les effets non-linéaires en considérant la théorie classique du champ local. Nous terminons ce chapitre par un état de l'art général des structures à fort confinement du champ.

Dans le second chapitre, nous étudions l'exaltation des non-linéarités dans un guide à cristal photonique d'arséniure de gallium GaAs, où nous présentons les échantillons étudiés ainsi que les outils de caractérisation expérimentale. Puis nous mettons en évidence la localisation dans cette structure et observons comment elle exalte l'absorption à deux photons et les effets de phase, à savoir l'automodulation de phase et la réfraction des porteurs libres. Finalement, nous procédons

à une étude théorique de la propagation non-linéaire dans un guide à cristal photonique de GaAs en régime picoseconde et introduisons le concept de longueurs non-linéaires d'interaction en présence de localisation.

Pour le troisième chapitre, nous étudions l'amplification Raman d'impulsions optiques dans les nanoguides de silicium. Après une brève introduction du contexte de l'amplification Raman dans ces structures, nous présentons le modèle basique de l'amplification Raman en présence d'absorption à deux photons, correspondant à la situation classiquement observée en régime continu. Nous effectuons ensuite une confrontation expérimentale qui met en défaut le modèle classique et observons une chute du gain Raman à cause de l'élargissement spectral de l'impulsion de pompe lié aux effets de phase (automodulation de phase et effets de porteurs). Pour finir, nous établissons un modèle analytique de cette chute du gain, en prenant en compte tous les effets non-linéaires pertinents.

Dans le dernier chapitre, nous profitons de la compréhension de la localisation sur l'exaltation de la non-linéarité, pour l'appliquer à la commutation tout-optique en effectuant un raisonnement basé sur les longueurs non-linéaires, dont un aperçu est donné au second chapitre. Après avoir introduit un exemple de commutateur non-linéaire, nous rappelons la définition de la figure de mérite classiquement utilisée pour caractériser la commutation. Puis nous définissons les longueurs non-linéaires pertinentes, en généralisant à un processus d'absorption multi-photonique, les longueurs effectives de composant pour l'effet Kerr, l'absorption à m -photons et la réfraction des porteurs libres photo-générés par ce processus d'absorption. Nous présentons et calculons ensuite toutes les grandeurs pertinentes des différents matériaux que nous étudions, i.e. le silicium, l'arséniure de gallium, l'arséniure de gallium aluminium et le nitrure de gallium avant de décrire des diagrammes de longueurs de composants pour la commutation tout-optique en tenant compte de la localisation.

Optique non-linéaire et localisation

Ce chapitre a pour objet de rappeler les bases théoriques nécessaires à la compréhension des effets non-linéaires en jeu dans les structures semi-conductrices, ainsi que d'introduire les notations et concepts fondamentaux qui seront utilisés tout au long de ce manuscrit. Finalement, ce chapitre présente un état de l'art non-exhaustif.

Sommaire

1.1 Rappels d'optique non-linéaire et introduction des notations	8
1.1.1 Polarisation non-linéaire	8
1.1.2 Polarisation non-linéaire d'ordre n (description dans le domaine de Fourier)	8
1.1.3 Equation de propagation non-linéaire	9
1.2 Optique non-linéaire dans les semi-conducteurs	11
1.2.1 Susceptibilité non-linéaire du troisième ordre	11
1.2.2 Effet Kerr et effet Kerr croisé	11
1.2.3 Automodulation de phase	12
1.2.4 Absorption à deux photons et absorption à deux photons croisée	13
1.2.5 Effets de porteurs libres	14
1.2.6 Diffusion Raman stimulée	16
1.3 Effet de la localisation	18
1.3.1 Théorie du champ local	19
1.3.2 Facteur de champ local et structures à fort confinement du champ	21
1.3.3 Equation de propagation non-linéaire en présence de localisation	24
1.4 Etat de l'art général des structures à fort confinement du champ	24
1.4.1 Facteur de champ local dans les structures à fort confinement du champ	24
1.4.2 Les guides à cristal photonique semi-conducteur	28
1.4.3 les nanoguides de silicium	30
1.4.4 Ordres de grandeur sur les dimensions et la localisation	31
1.5 Conclusion	32

1.1 Rappels d'optique non-linéaire et introduction des notations

1.1.1 Polarisation non-linéaire

Dans le modèle classique de description de l'interaction entre la lumière et la matière, on considère que la matière est composée de particules chargées (des électrons et des noyaux). Lorsque l'on applique un champ électrique \mathbf{E} , les charges se déplacent sous l'action de la force de Lorentz. Les charges positives se déplacent dans le sens du champ électrique et les charges négatives dans le sens contraire. Dans le cas d'un milieu diélectrique, les particules sont liées les unes aux autres et ces liaisons présentent une certaine élasticité que l'on représente par une susceptibilité électrique, si bien que l'on considère l'ensemble des particules constituant la matière comme un réseau de dipôles électriques oscillant. Le mouvement collectif de ces particules sous l'action du champ électrique est appelé la polarisation qui, en première approximation, est considérée comme linéaire en champ. Cela signifie que la réponse du milieu est proportionnelle à l'excitation. On utilise donc le modèle de l'oscillateur harmonique. Par analogie avec une masse fixée à un mur par l'intermédiaire d'un ressort, où la masse serait l'électron, le mur représenterait le noyau atomique et le ressort représenterait le lien entre les particules, on comprend bien que la réponse du système, i.e. le déplacement de la masse est proportionnel à l'excitation. Dans ce cas, on écrit cette polarisation de la manière suivante :

$$\mathbf{P}_L^{(1)} = \epsilon_0 \underline{\chi}^{(1)} \mathbf{E} \quad (1.1)$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, $\underline{\chi}^{(1)}$ est la susceptibilité électrique et est un tenseur d'ordre deux dans le cas le plus général.

Toutefois, cette dépendance *linéaire* de la polarisation avec le champ électrique est une approximation comme la plupart des systèmes physiques réels, lorsque l'on ne considère qu'une dépendance linéaire entre deux grandeurs physiques quelconques. Ainsi, la dépendance n'est linéaire que lorsque le déplacement des charges est petit. En toute rigueur, l'oscillateur est anharmonique et cette *anharmonicité* devient flagrante dès que l'amplitude du champ est grande ou que l'élasticité est forte. On est alors, en toute rigueur, contraint d'effectuer un développement de la polarisation totale en série de puissances du champ et d'inclure des termes de polarisation d'ordres supérieurs, dit *non-linéaires* :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \epsilon_0 \sum_{n=1}^{+\infty} \underline{\chi}^{(n)} |\mathbf{E} \dots \mathbf{E} \\ &= \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \end{aligned} \quad (1.2)$$

$\underline{\chi}^{(n)}$ est la susceptibilité non-linéaire d'ordre n et est un tenseur de rang $n + 1$. Il y a n champs \mathbf{E} dans la définition de la polarisation non-linéaire d'ordre n et la barre (|) représente l'action du tenseur de rang $n + 1$ sur n vecteurs.

1.1.2 Polarisation non-linéaire d'ordre n (description dans le domaine de Fourier)

En toute rigueur, la description faite dans la section précédente à partir des susceptibilités non-linéaires n'est vraie que dans le domaine de Fourier en négligeant la dispersion. Dans cette section, nous adoptons le formalisme de *Butcher et Cotter* [1]. L'approche pour le domaine temporel consiste à écrire la polarisation d'ordre n comme le produit de convolution du tenseur réponse non-linéaire d'ordre n ($\mathbf{R}^{(n)}(\mathbf{r}, t)$) avec le champ électrique. Il suffit pour cela de ne tenir

compte que du principe de causalité et du principe d'invariance dans le temps, i.e. $\mathbf{R}^{(n)}(\mathbf{r}, t) = 0$ pour $t < 0$. Dans ce cas, la polarisation non-linéaire d'ordre n s'écrit :

$$\mathbf{P}^{(n)}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int \dots \int \mathbf{R}^{(n)}(\mathbf{r}, t - \tau_1, \dots, t - \tau_n) |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \tau_1) \dots \mathbf{E}(\mathbf{r}, \tau_n) d\tau_1 \dots d\tau_n \quad (1.3)$$

La susceptibilité non-linéaire d'ordre n est la transformée de Fourier de $\mathbf{R}^{(n)}(\mathbf{r}, t)$:

$$\underline{\chi}^{(n)} = \int \dots \int \mathbf{R}^{(n)}(\mathbf{r}, t - \tau_1, \dots, t - \tau_n) e^{i \sum_j \omega_j \tau_j} d\tau_1 \dots d\tau_n \quad (1.4)$$

En prenant, les définitions suivantes pour la transformée de Fourier du champ :

$$\tilde{\mathbf{E}}(\omega) = \int \mathbf{E}(t) e^{i\omega t} dt \quad (1.5)$$

et la transformée de Fourier inverse :

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{\mathbf{E}}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.6)$$

Nous pouvons effectuer la transformée de Fourier de l'équation (1.3) pour écrire la polarisation non-linéaire d'ordre n dans l'espace des fréquences :

$$\tilde{\mathbf{P}}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\epsilon_0}{(2\pi)^n} \int \dots \int \underline{\chi}^{(n)}(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) |\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_n) d\omega_1 \dots d\omega_n \quad (1.7)$$

avec $\omega = \sum_{k=1}^n \omega_k$. La sommation dans cette dernière équation doit se faire sur toutes les permutations discernables des fréquences $\omega_1, \dots, \omega_n$.

1.1.3 Equation de propagation non-linéaire

La polarisation induite par le champ électrique devient une source de génération de nouvelles ondes électromagnétiques. Si l'on part du principe que le milieu est optiquement isotrope, i.e. l'indice de réfraction $n_0(\omega)$ du milieu est le même dans toutes les directions de l'espace, l'équation de propagation non-linéaire s'écrit [2], à partir des équations de Maxwell :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

ici, c est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans l'espace de Fourier l'équation de propagation devient :

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{n_0^2}{c^2} \omega^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = -\mu_0 \omega^2 \tilde{\mathbf{P}}_{NL}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.9)$$

A partir d'ici et pour la suite du manuscrit, nous allons effectuer un certain nombre d'hypothèses pour simplifier l'équation de propagation. Premièrement, nous supposons que \mathbf{P}_{NL} est une faible perturbation par rapport à la polarisation linéaire. Deuxièmement, nous supposons que le champ électrique conserve sa polarisation au cours de la propagation. Finalement, nous faisons l'hypothèse que tous les champs considérés sont quasi-monochromatiques. Plus tard, nous nous intéresserons surtout à la propagation d'impulsion brèves (de l'ordre de la picoseconde), mais cette dernière hypothèse restera valable pour ce régime, car le spectre des impulsions est centré autour d'une fréquence ω_0 et possède une largeur de raie ($\Delta\omega$) qui est très petite par rapport à ω_0 ($\Delta\omega \ll \omega_0$). Ainsi, nous pouvons écrire le champ électrique comme une somme d'ondes monochromatiques en temps et en fréquence :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_j [E_j(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_j t} + E_j(\mathbf{r}, t) e^{i\omega_j t}] \mathbf{e}_j \quad (1.10)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{2} \sum_j [\tilde{E}_j(\mathbf{r}, \omega) \delta(\omega - \omega_j) + \tilde{E}_j(\mathbf{r}, \omega) \delta(\omega + \omega_j)] \mathbf{e}_j \quad (1.11)$$

où les E_j représente les amplitudes des ondes monochromatiques et les \mathbf{e}_j sont les directions de polarisation des champs. De la même manière, nous pouvons écrire pour la polarisation non-linéaire :

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_j [P_{jNL}(\mathbf{r}, t)e^{-i\omega_j t} + P_{jNL}(\mathbf{r}, t)e^{i\omega_j t}] \mathbf{e}_j \quad (1.12)$$

$$\tilde{\mathbf{P}}_{NL}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{2} \sum_j [\tilde{P}_{jNL}(\mathbf{r}, \omega)\delta(\omega - \omega_j) + \tilde{P}_{jNL}(\mathbf{r}, \omega)\delta(\omega + \omega_j)] \mathbf{e}_j \quad (1.13)$$

Par souci de simplicité, nous omettrons le complexe conjugué par la suite et son existence sera considérée comme implicite. A partir de l'équation (1.11), nous pouvons donner la nouvelle formule de la polarisation non-linéaire d'ordre n dans l'espace de Fourier à partir de (1.7) [1] :

$$\tilde{\mathbf{P}}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\epsilon_0}{(2\pi)^n} \int \dots \int K(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) \underline{\chi}^{(n)}(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) |\tilde{\mathbf{E}}_1(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \tilde{\mathbf{E}}_n(\mathbf{r}, \omega_n) d\omega_1 \dots d\omega_n \quad (1.14)$$

Ici, K est un facteur numérique qui peut être défini comme suit :

$$K(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) = 2^{l+m-n} p \quad (1.15)$$

où p est le nombre de permutations discernables des $\omega_1, \dots, \omega_n$ et est aussi appelé, dans la littérature, facteur de dégénérescence. m correspond aux nombres de fréquences non-nulles (ω inclus) et l vaut 1 si $\omega = 0$ et 0 sinon. La présence de K dans (1.14) provient de la manière dont est écrit le champ dans la convention que l'on prend (équation (1.11)). En effet, la présence du facteur $1/2$ dans cette expression impose d'écrire K comme nous le faisons. Certains auteurs omettent ce facteur $1/2$, ce qui a pour effet de ne pas produire de puissance de 2 dans l'expression de K . Il est à noter qu'une fréquence et son opposée sont discernables.

Pour la suite, nous supposons que chaque champ j se propage suivant la direction z et nous ne nous intéresserons pas à son profil transverse. Autrement dit, nous ne considérons que des ondes planes. Ainsi, on peut écrire tous les $\tilde{\mathbf{E}}_j$ comme :

$$\tilde{\mathbf{E}}_j(\mathbf{r}, \omega) = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_0 c n(\omega)}} \tilde{A}_j(z, \omega - \omega_j) e^{ik_j z} \mathbf{e}_j \quad (1.16)$$

où k_j est le vecteur d'onde. La présence du facteur $\sqrt{2/\epsilon_0 c n(\omega)}$ permet ici de définir l'amplitude du champ de sorte que $|A_j|^2$ s'exprime en unité d'intensité (i.e. en W/m^2). Ainsi, en effectuant l'approximation de l'enveloppe lentement variable, i.e. $|\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2}| \ll |2k(\omega) \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z}|$ et en tenant compte des différents ordres de dispersions $\beta_j^m = \left(\frac{d^m k_j}{d\omega}\right)_{\omega=\omega_j}$, on réécrit l'équation de propagation non-linéaire sous sa forme simplifiée :

$$\frac{\partial \tilde{A}_j}{\partial z} = i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{i^m \beta_j^m}{m!} \omega^m \tilde{A}_j + i \omega e^{-ik_j z} \tilde{\mathbf{P}}_{NL}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{e}_j \quad (1.17)$$

L'équation de propagation non-linéaire décrit l'évolution de l'amplitude du champ de l'onde électromagnétique créée au cours de la propagation dans un milieu non-linéaire suivant la direction z . Puisque la polarisation non-linéaire $\tilde{\mathbf{P}}_{NL}$ est une grandeur complexe, elle agit à la fois sur la phase et sur l'amplitude de l'onde. Sa partie réelle correspond à des effets dispersifs, alors que sa partie imaginaire correspond à des gains ou des pertes. Cet aspect est très important pour la compréhension des effets non-linéaires qui seront présentés plus tard.

1.2 Optique non-linéaire dans les semi-conducteurs

1.2.1 Susceptibilité non-linéaire du troisième ordre

Dans cette section, nous adoptons le formalisme et les notations de *Q. Lin et al.* [3]. Nous nous intéresserons aux effets provenant de la susceptibilité non-linéaire d'ordre trois $\chi^{(3)}$. Nous excluons tous les effets de mélange d'ondes en supposant que l'accord de phase n'est pas réalisé pour ces effets. Si l'on considère un champ $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ se propageant dans un milieu cristallin ou dans un guide quelconque, la composante i de la polarisation non-linéaire du troisième ordre induite par le milieu s'écrit de la manière suivante dans le domaine de Fourier :

$$\tilde{P}_i^{(3)}(\mathbf{r}, \omega_i) = \frac{3\epsilon_0}{4(2\pi)^3} \int \int \int \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, -\omega_k, \omega_l) \tilde{E}_j(\mathbf{r}, \omega_j) \tilde{E}_k^*(\mathbf{r}, \omega_k) \tilde{E}_l(\mathbf{r}, \omega_l) d\omega_j d\omega_k d\omega_l \quad (1.18)$$

où $\omega_i = \omega_j - \omega_k + \omega_l$ [$(i, j, k, l) \in (x, y, z)$]. $\tilde{E}_i(\mathbf{r}, \omega)$ est la transformée de Fourier de la composante i du champ $E_i(\mathbf{r}, t)$, définie par $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} dt$.

Généralement, la susceptibilité du troisième ordre possède deux contributions majeures et distinctes. La première est d'origine électronique et la seconde est d'origine phononique (phonon optique) et l'on peut écrire $\chi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{ijkl}^e + \chi_{ijkl}^R$, où χ_{ijkl}^e représente la part électronique et χ_{ijkl}^R la part phononique, correspondant à l'effet Raman. En toute rigueur, la part phononique contient aussi l'effet Brillouin, mais nous ne nous intéresserons pas à cet effet dans ce manuscrit.

1.2.2 Effet Kerr et effet Kerr croisé

Nous allons ici nous intéresser principalement aux contributions électroniques provenant des oscillations des électrons liés qui donnent lieu à l'effet Kerr optique, proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité non-linéaire $\chi_{ijkl}^e(\omega_i; \omega_j, -\omega_k, \omega_l)$. L'effet Kerr optique est un processus non-linéaire d'ordre trois n'impliquant qu'une seule onde intense (autrement dit $\omega_i = \omega_j = \omega_k = \omega_l$) et confère à certains matériaux la propriété de posséder un indice de réfraction dépendant linéairement de l'intensité I de l'onde qui traverse le milieu. L'indice s'écrit alors $n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)I$, où $n_0(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire du matériau et $n_2(\omega)$ est le coefficient Kerr. Le temps de réponse de cette non-linéarité dans les semi-conducteurs est typiquement de l'ordre de 100 fs correspondant à une échelle de temps très courte et qui représente donc un potentiel très fort pour des applications au traitement ultra-rapide de l'information.

D'après l'équation (1.18), on s'aperçoit du fait qu'il faut, pour décrire complètement les effets non-linéaires du troisième ordre, connaître les propriétés tensorielles et dispersives de χ_{ijkl}^e . Toutefois, nous supposons pour la suite que les coefficients du tenseur de susceptibilité du matériau considéré sont connus et que l'on peut exprimer une susceptibilité non-linéaire effective χ_{eff}^e en fonction de tous les coefficients du tenseur de susceptibilité. Par exemple, pour le silicium qui possède une classe de symétrie $m3m$, cette susceptibilité effective ne contient que trois coefficients indépendants, si bien que $\chi_{\text{eff}}^e \cong \chi_{1111}^e - \chi_{1122}^e - \chi_{1212}^e - \chi_{1221}^e$ [3] et que la polarisation non-linéaire d'ordre trois peut s'écrire :

$$\tilde{P}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{\text{eff}}^e(\omega; \omega, -\omega, \omega) |\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega)|^2 \tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.19)$$

Le coefficient Kerr $n_2(\omega)$ s'exprime alors :

$$n_2(\omega) = \frac{3}{4\epsilon_0 c n_0^2(\omega)} \text{Re}[\chi_{\text{eff}}^e(\omega)] \quad (1.20)$$

Les valeurs de n_2 dans les semi-conducteurs sont très élevées en général par rapport à celle de la silice du coeur des fibres à saut d'indice (typiquement 100 à 200 fois plus pour le silicium ou

l'arséniure de gallium) aux alentours de $1.55 \mu\text{m}$. En pratique, l'effet Kerr intervient notamment dans l'automodulation de phase, utilisée pour compenser la dispersion dans les fibres optiques ou dans l'autofocalisation, utilisée pour compenser la diffraction.

Il existe un cas non-dégénéré lorsque deux ondes sont co-propageantes dans un milieu qui présente de l'effet Kerr. Dans ce cas l'intensité d'une onde modifie l'indice de réfraction pour l'autre. Par exemple, si l'on considère deux ondes (pompe et signal), on écrira l'indice pour la sonde, dont l'intensité est faible par rapport à la pompe, comme :

$$n_s(\omega) = n_{s0}(\omega) + n_{2X}(\omega)I_p \quad (1.21)$$

ici les indices s et p servent à noter les grandeurs relatives à la sonde et à la pompe respectivement. Le X dans n_{2X} sert à signifier qu'il s'agit d'un effet croisé. Si l'on néglige la dispersion du coefficient n_2 et de l'indice de réfraction, alors $n_{2X} = 2n_2$. La raison pour laquelle le coefficient n_{2X} est deux fois plus grand que n_2 provient du facteur de dégénérescence. En effet, lorsque l'on est en présence d'une seule onde, $p = 3$ dans l'équation (1.15), alors qu'en présence de deux ondes $p = 6$ et est donc deux fois plus grand. Nous rappelons que ω et $-\omega$ sont discernables.

1.2.3 Automodulation de phase

Une conséquence intéressante de l'effet Kerr, c'est-à-dire de l'indice de réfraction dépendant de l'intensité de l'onde se propageant dans un milieu, est la modulation de la phase auto-induite, appelé *automodulation de phase* (en anglais, self-phase modulation - SPM). Ce phénomène non-linéaire a pour effet d'introduire un élargissement spectral symétrique d'impulsions optiques. Il s'agit de l'analogie temporelle de l'auto-focalisation.

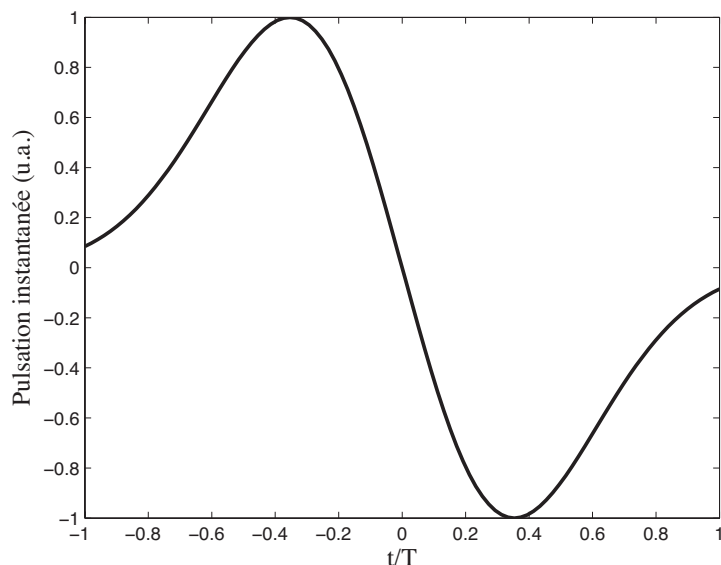
Si l'on considère une impulsion optique gaussienne, dont la demi-largeur à un $1/e$ en temps vaut T , i.e. son enveloppe en intensité s'écrit $I(t) = I(0)e^{-\frac{t^2}{T^2}}$, alors en considérant l'enveloppe du champ électrique $A(z, t) = \sqrt{I(t)}e^{i\phi(z, t)}$, l'équation de propagation pour le champ s'écrit :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = ikn_2 I(t)A(z, t) \quad (1.22)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur d'onde. Cette équation se réécrit immédiatement en terme d'équation différentielle sur la phase $\phi(z, t)$:

$$\frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = kn_2 I(t) \quad (1.23)$$

Figure 1.1. Allure temporelle de la pulsation instantanée en fonction de t/T . Il s'agit de l'allure typique de la dérivée d'une fonction gaussienne et représente le décalage en fréquence intervenant sur le champ au cours du temps. L'avant et l'arrière de l'impulsion sont décalés de quantités opposées et symétriques. Dans le domaine fréquentiel, ceci se traduit par un élargissement symétrique du spectre de l'onde par rapport à la fréquence centrale de l'onde.



et s'intègre immédiatement :

$$\phi(z, t) = k_0 n_2 I(t) z \quad (1.24)$$

On voit ainsi que la phase suit temporellement l'enveloppe de l'intensité et augmente en amplitude proportionnellement à la distance parcouru. En guise d'illustration, la figure 1.1 présente l'allure de la dérivée temporelle de la phase, i.e. la pulsation instantanée en fonction du temps pour une impulsion gaussienne. Cette pulsation instantanée représente l'allure du décalage en fréquence imposé à l'onde. L'origine des temps ($t = 0$) correspond au sommet de l'impulsion. Ainsi l'avant ($t < 0$) et l'arrière ($t > 0$) de l'impulsion subissent chacun un décalage en fréquence de signe différent. Ce signe est gouverné par le signe de n_2 . Ceci se traduit par un élargissement spectral symétrique de part et d'autre de la fréquence centrale du spectre de l'impulsion.

1.2.4 Absorption à deux photons et absorption à deux photons croisée

Lorsque l'on s'intéresse à la propagation d'une onde dans un matériau semi-conducteur, possédant une énergie de gap E_g supérieur à l'énergie d'un photon, le matériau est transparent dans cette bande. Toutefois, si l'énergie de gap est inférieure à l'énergie de deux photons, il peut se produire le processus d'absorption à deux photons (en anglais : Two-photon absorption - TPA) pourvu que la densité d'énergie soit suffisamment grande pour que la probabilité de présence de deux photons soit élevée. Pratiquement, cela signifie que le retard entre les deux photons est inférieur à la durée de Heisenberg correspondant à la durée de vie du niveau virtuel entre deux niveaux d'énergie réels. Dans un semi-conducteur, ces deux niveaux réels correspondent au niveau haut de la bande de valence et au niveau bas de la bande de conduction (voir figure 1.2). Dans ce cas, un électron est promu dans la bande de valence laissant un trou dans la bande de conduction. L'absorption à deux photons correspond au processus non-linéaire d'ordre trois proportionnel à la partie imaginaire de la susceptibilité effective présentée dans la section précédente. Il s'agit donc du phénomène issu de la partie imaginaire de la polarisation non-linéaire d'ordre trois présentée dans l'équation (1.19).

Puisque l'absorption à deux photons correspond à l'annihilation de deux photons, il s'agit d'une absorption qui est proportionnelle à l'intensité de l'onde. L'équation différentielle décrivant les pertes optiques engendrées est donnée par :

$$\frac{dI}{dz} = -(\alpha_l + \alpha_{\text{TPA}})I = -\alpha_l I - \beta_{\text{TPA}} I^2 \quad (1.25)$$

où α_l désigne le coefficient d'atténuation linéaire, $\alpha_{\text{TPA}} = \beta_{\text{TPA}} I$ est l'absorption à deux photons et β_{TPA} est le coefficient d'absorption à deux photons. Le coefficient d'absorption à deux photons

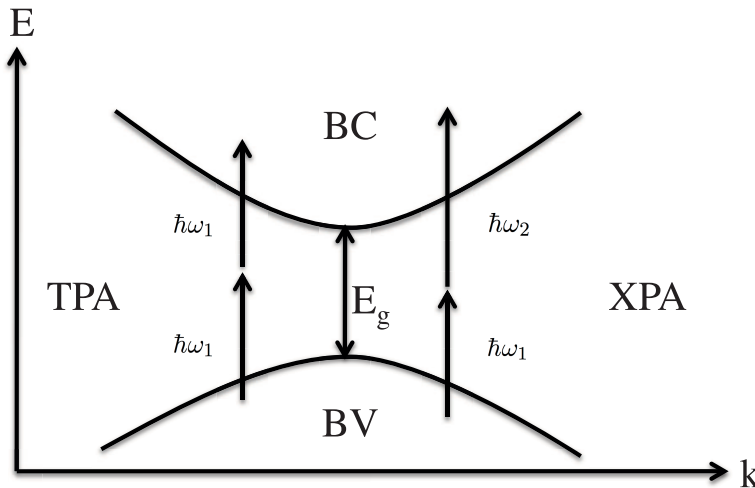


Figure 1.2. Diagramme de bande simplifié illustrant le processus d'absorption à deux photons (TPA) et d'absorption à deux photons croisée (XPA). Des électrons dans la bande de valence (BV) sont promus dans la bande de conduction (BC) par absorption simultanée de deux photons identiques dans le cas dégénéré (TPA) et de deux photons d'énergie différentes dans le cas non-dégénéré (XPA). Lorsque l'énergie des photons est inférieure à l'énergie de gap, ces deux processus non-linéaires sont les seuls capables de transférer des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction.

peut être aisément relié à la partie imaginaire de la susceptibilité non-linéaire effective d'ordre trois :

$$\beta_{\text{TPA}}(\omega) = \frac{3\omega}{2\epsilon_0 c^2 n_0^2(\omega)} \text{Im}[\chi_{\text{eff}}^e(\omega)] \quad (1.26)$$

Comme pour l'effet Kerr, il existe un effet croisé (en anglais : cross two-photon absorption - XPA) correspondant à l'absorption d'un photon signal lorsqu'un photon de pompe est présent. Le diagramme 1.2 précise ce processus. Dans ce cas, l'absorption non-linéaire est proportionnelle à $\beta_{\text{XPA}} I_p$, où β_{XPA} est le coefficient d'absorption à deux photons croisé. Comme pour l'effet Kerr, si l'on néglige la dispersion du coefficient β_{XPA} , ainsi que la dispersion de l'indice de réfraction, on peut écrire que $\beta_{\text{XPA}} = 2\beta_{\text{TPA}}$.

1.2.5 Effets de porteurs libres

Réfraction et absorption par les porteurs libres

La particularité des semi-conducteurs est que l'on peut générer des paires électrons-trous, que l'on appelle porteurs libres, en absorbant l'énergie provenant d'un faisceau lumineux. Ainsi, l'absorption à deux photons peut créer un nombre considérable de porteurs libres, suivant l'intensité de l'onde lumineuse. La durée de vie de ces porteurs, ainsi que l'efficacité de l'échange d'énergie dépendent des propriétés intrinsèques du matériau ainsi que de la dynamique d'excitation et de relaxation des porteurs. L'interaction entre la lumière et les porteurs affecte les propriétés optiques du semi-conducteur en modifiant l'indice de réfraction complexe. L'action des porteurs sur la partie imaginaire s'appelle l'absorption des porteurs libres (en anglais : free-carrier absorption - FCA), et l'action sur la partie réelle s'appelle la réfraction des porteurs libres (en anglais : free-carrier refraction - FCR). Les porteurs peuvent aussi introduire une anisotropie du milieu.

Si l'on note n_p et α_p l'indice de réfraction et l'absorption induite par les porteurs, on peut les exprimer en fonction de la densité de porteurs générés grâce au modèle de Drude-Lorentz (où N_e et N_h représentent les densités respectives des électrons et des trous)[3, 4, 5, 6] :

$$n_p(\omega, N_e, N_h) = -\frac{e^2}{2\epsilon_0 n_0 \omega^2} \frac{E_g^2}{(E_g^2 - \hbar^2 \omega^2)} \left(\frac{N_e}{m_e^*} + \frac{N_h}{m_h^*} \right) \quad (1.27)$$

$$\alpha_p(\omega, N_e, N_h) = \frac{2e^3}{\epsilon_0 c n_0 \omega^2} \frac{E_g^2}{(E_g^2 - \hbar^2 \omega^2)} \left(\frac{N_e}{\mu_e m_e^{*2}} + \frac{N_h}{\mu_h m_h^{*2}} \right) \quad (1.28)$$

où m_i^* et μ_i sont respectivement les masses effectives et les mobilités de porteurs et e est la charge élémentaire. En général, dans la littérature, du fait de leur plus faible masse effective, les effets des électrons l'emportent sur ceux des trous, si bien que par abus de langage, les porteurs libres sont souvent assimilés aux seuls électrons dans les descriptions.

Dans le cas de l'absorption à deux photons dans les semi-conducteurs, la densité d'électrons générés est égale à la densité de trous (i.e. $N_e = N_h \cong N$), si bien que l'on peut ré-écrire les équations (1.27) et (1.28) sous la forme suivante :

$$n_p = \sigma_n(\omega) N \quad (1.29)$$

$$\alpha_p = \sigma_a(\omega) N \quad (1.30)$$

où σ_n correspond à un volume efficace de réfraction par unité de porteur et σ_a est une section efficace d'absorption par unité de porteur.

Dans le cas de l'absorption à deux photons, la densité de porteurs dans le semi-conducteur suit l'équation différentielle de génération suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I^2 - \frac{N}{\tau_p} \quad (1.31)$$

où τ_p est le temps de relaxation des porteurs. A titre indicatif, ce temps de relaxation est typiquement de l'ordre de 1 ns dans le silicium et de plusieurs centaines de picosecondes dans l'arséniure de gallium.

Il faut noter que le modèle de Drude-Lorentz n'est ici valable que lorsque les porteurs ont atteint un équilibre thermodynamique, ce qui est vrai en général, tant que l'on s'intéresse à des échelles de temps supérieures à la cinquantaine de femtosecondes, car il s'agit de l'ordre de grandeur moyen du temps que mettent les porteurs à thermaliser par des processus de diffusion. Hormis les variations de densité de porteurs, l'excitation de porteurs entre bandes non-paraboliques (de valence ou de conduction) peuvent modifier les masses effectives des électrons et des trous et introduire des effets non-linéaires supplémentaires. Ces effets sont généralement plus faibles que les effets liés à la variation de la densité de porteurs et seront donc négligés dans ce manuscrit.

Dynamique des porteurs libres

Contrairement à l'effet Kerr et à l'absorption à deux photons, les effets de porteurs ne sont pas instantanés. Ainsi, lorsqu'une impulsion traverse un milieu et génère des porteurs, les effets de ceux-ci se construisent tout au long de l'impulsion et persistent même après son passage. Lorsque les porteurs sont créés dans la bande de conduction et de valence par l'absorption à deux photons, leur évolution en temps est décrite par l'équation (1.31), c'est le temps de vie des porteurs τ_p qui gouverne la recombinaison des électrons de la bande de conduction avec les trous de la bande de valence.

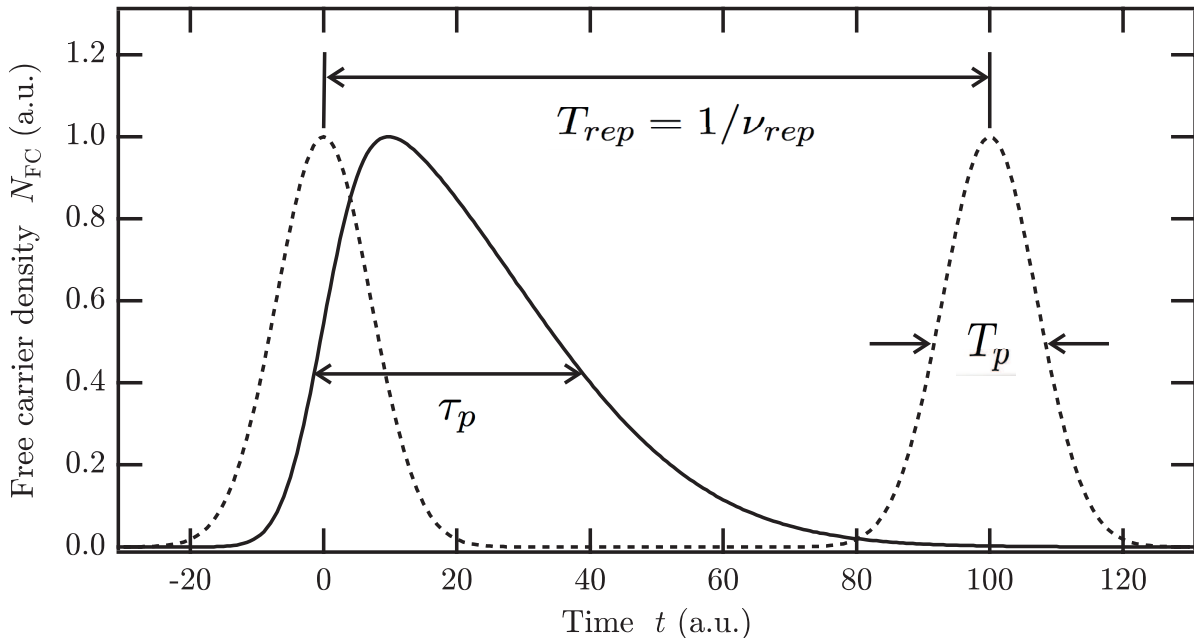


Figure 1.3. Représentation graphique de l'évolution temporelle de la densité de porteurs libres (trait continu) générés par absorption à deux photons d'impulsions (pointillées) délivrées par un laser avec une fréquence de répétition ν_{rep} . Le temps de vie des porteurs est τ_p et T_p représente la durée caractéristique d'une impulsion (la largeur totale à $1/e$ par exemple).

Intéressons-nous de plus près à l'effet des porteurs dans le cas de la propagation d'une impulsion dont la durée caractéristique est T_p . Considérons le cas d'un train d'impulsions, séparées par une durée $T_{\text{rep}} = 1/\nu_{\text{rep}}$, appelée temps de répétition. ν_{rep} est le taux de répétition. Sur la figure 1.3, l'intensité des impulsions est représentée par des pointillés et est de forme gaussienne. La figure illustre également l'évolution typique en temps de la densité de porteurs libres générés dans la bande de conduction. La réfraction et l'absorption des porteurs suivront la même évolution, puisqu'elles sont toutes deux proportionnelles à la densité de porteurs.

Dans ce cas, en ne considérant que l'évolution temporelle de l'absorption à deux photons pour une impulsion gaussienne unique ou en supposant que $\tau_p \ll T_{\text{rep}}$, la solution de l'équation (1.31) est :

$$N(t) = \frac{T_p}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\beta_{TPA}}{2\hbar\omega} I_0^2 \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}t}{T_p} - \frac{T_p}{2\sqrt{2}\tau_p} \right) \right] \exp \left(-\frac{t}{\tau_p} + \frac{T_p^2}{8\tau_p^2} \right) \quad (1.32)$$

où $\operatorname{erf}(t)$ est la fonction erreur et I_0 représente l'intensité crête de l'impulsion qui génère les porteurs. Si la durée de vie des porteurs est très grande par rapport à la durée de l'impulsion ($T_p \ll \tau_p$), comme c'est le cas en régime picoseconde, alors l'expression de $N(t)$ se simplifie en :

$$N(t) = \frac{T_p}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\beta_{TPA}}{2\hbar\omega} I_0^2 \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}t}{T_p} \right) \right] e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (1.33)$$

1.2.6 Diffusion Raman stimulée

Intéressons nous maintenant à la partie du tenseur de susceptibilité correspondant à l'effet Raman χ_{ijkl}^R . La réponse non-linéaire d'un matériau optique à une excitation de la lumière est très rapide, mais n'est pas instantanée. Une des réponses transitoires est due à la vibration de la maille cristalline du semi-conducteur. Lorsque cette vibration est associée à des phonons optiques, il s'agit de l'effet Raman. Par exemple, lorsque deux faisceaux se propagent en même temps dans un milieu Raman, avec une différence de fréquence égale à la fréquence de la transition Raman, le faisceau de plus haute longueur d'onde peut subir un gain optique, par transfert d'énergie du faisceau de plus basse longueur d'onde. Ce gain est utilisé pour les amplificateurs et les lasers Raman. En général, on appellera *pompe*, le faisceau de haute énergie et *sonde* ou *Stokes*, le faisceau de basse énergie. La figure 1.4 schématise l'effet Raman et décrit le diagramme de bandes du processus.

Si l'on note h_R la fonction réponse Raman (voir équation (1.3)), et que l'on suppose que l'effet est non-résonant et incohérent (i.e. il ne dépend que de l'intensité du champ), alors on peut écrire h_R [2, 7] :

$$h_R(t - \tau_1, t - \tau_2, t - \tau_3) = h_R(t - \tau_1) \delta(t - \tau_2) \delta(t - \tau_3) = h_R(t - t') \quad (1.34)$$

et la polarisation non-linéaire correspondant à l'effet Raman peut alors s'écrire, dans le domaine temporel, de la façon suivante :

$$\mathbf{P}_R^{(3)}(t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \int_{-\infty}^t h_R(t - t') |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t')|^2 dt' \quad (1.35)$$

où l'on suppose que le champ électrique et la polarisation induite ont la même direction de polarisation. La borne supérieure pour l'intégration s'arrête à t , car h_R est causal, i.e., elle vaut zéro pour $t' > t$. Cette expression de la polarisation non-linéaire pour l'effet Raman contient beaucoup de termes qui ne seront pas retenus par la suite. Dans le cas de la diffusion Raman

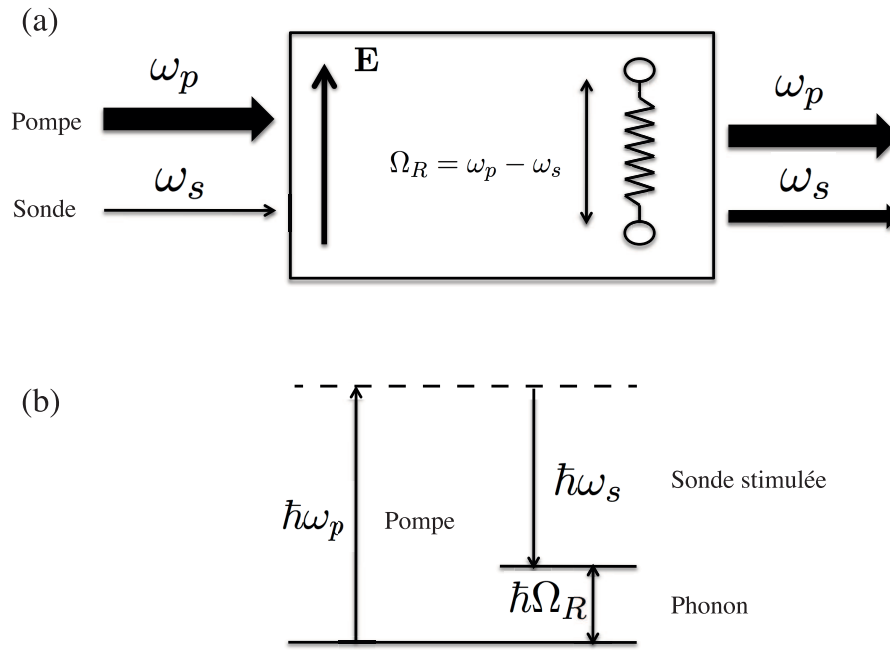


Figure 1.4. Diffusion Raman stimulée. (a) Une onde de basse énergie (sonde) est amplifiée par une onde de haute énergie (pompe) par excitation d'un phonon dont la fréquence de résonance (Ω_R) correspond à la différence de fréquence entre la fréquence de pompe (ω_p) et la fréquence de la sonde (ω_s). (b) Diagramme de bande du processus de diffusion Raman stimulée.

stimulée, une onde de haute énergie dite de *pompe* (A_p), amplifie une onde de plus basse énergie dite de *sonde* (A_s). Dans ce cas, on peut écrire le champ total :

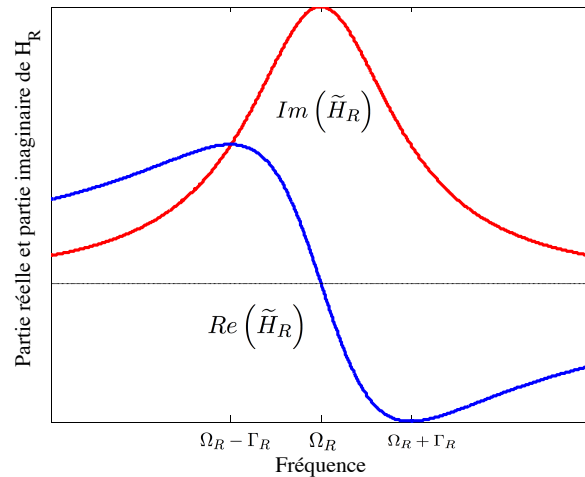
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[E_p(z, t) e^{i(k_p z - \omega_p t)} + E_s(z, t) e^{i(k_s z - \omega_s t)} \right] \mathbf{e} \quad (1.36)$$

Pour calculer l'équation (1.35), il faut calculer $|\mathbf{E}|^2$:

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}|^2 &= \frac{1}{2} |E_p|^2 + \frac{1}{2} |E_s|^2 \\ &+ \frac{1}{2} E_p E_s^* e^{-i(\omega_p - \omega_s)t} e^{i(k_p - k_s)z} + \frac{1}{2} E_p^* E_s e^{i(\omega_p - \omega_s)t} e^{-i(k_p - k_s)z} \\ &+ \frac{1}{2} E_p E_s e^{-i(\omega_p + \omega_s)t} e^{i(k_p + k_s)z} + \frac{1}{2} E_p^* E_s^* e^{i(\omega_p + \omega_s)t} e^{-i(k_p + k_s)z} \\ &+ \frac{1}{4} E_p^2 e^{-i2\omega_p t} e^{i2k_p z} + \frac{1}{4} E_p^{*2} e^{i2\omega_p t} e^{-i2k_p z} \\ &+ \frac{1}{4} E_s^2 e^{-i2\omega_s t} e^{i2k_s z} + \frac{1}{4} E_s^{*2} e^{i2\omega_s t} e^{-i2k_s z} \end{aligned} \quad (1.37)$$

En pratique pour que les processus non-linéaires aient lieu de manière efficace, il faut annuler le contenu des exponentielles complexes correspondant aux vecteurs d'onde. Cette opération s'appelle l'accord de phase et il paraît évident de par l'équation (1.37), que l'accord de phase ne peut être réalisé pour tous les effets non-linéaires simultanément. Les deux premiers termes de la formule correspondent aux effets décrits plus haut de TPA, XPA, effet Kerr et effet Kerr croisé. Nous ne nous y intéressons pas ici et les six derniers termes correspondent à des effets de mélange à quatre ondes. Ces effets nécessitent un accord de phase spécifique et nous supposons ici qu'il n'est pas réalisé. En tenant compte de cette expression, en négligeant l'effet Raman intra-impulsion et en se rappelant de la convention $|A_j|^2 = 2\epsilon_0 n(\omega) c |E_j|^2$, on peut finalement simplifier et découpler l'équation de propagation en une équation pour la sonde (terme en $-(k_p - k_s)$) et

Figure 1.5. Partie réelle et partie imaginaire du spectre de la réponse Raman $H_R(\Omega)$. La partie réelle correspond à la partie dispersive et la partie imaginaire correspond au gain. On peut voir que l'allure de cette dernière est lorentzienne avec une largeur totale à mi-hauteur égale à Γ_R . La résonance a lieu en $\Omega = \Omega_R$.



une pour la pompe (terme en $(k_p - k_s)$) [3] :

$$\frac{\partial A_s(z, t)}{\partial z} = i\gamma_R A_p(z, t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') e^{-i\Omega_{sp}(t-t')} A_p^*(z, t') A_s(z, t') dt' \quad (1.38)$$

$$\frac{\partial A_p(z, t)}{\partial z} = i\gamma_R A_s(z, t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') e^{-i\Omega_{ps}(t-t')} A_s^*(z, t') A_p(z, t') dt' \quad (1.39)$$

où le facteur $\gamma_R = \frac{g_R \Gamma_R}{\Omega_R}$ et $\Omega_{sp} = \omega_s - \omega_p = -\Omega_{ps}$. g_R , Γ_R et Ω_R sont respectivement le coefficient de gain Raman (exprimée en cm/GW), la largeur à mi-hauteur du spectre de la réponse Raman et la fréquence de résonance Raman. L'expression de la réponse $h_R(t)$ prend en général la forme suivante :

$$h_R(t) = \Omega_R^2 \tau_1 e^{-t/\tau_2} \sin(t/\tau_1) \quad (1.40)$$

Ici, $\tau_2 = 1/\Gamma_R$ correspond au temps de réponse Raman et $\tau_1 = 1/(\Omega_R^2 - \Omega^2)^{1/2} \approx 1/\Omega_R$. Le spectre de la réponse Raman s'obtient en appliquant la transformée de Fourier à $h_R(t)$, ce qui fournit l'expression suivante :

$$\tilde{H}_R(\Omega) = \frac{\Omega_R^2}{\Omega_R^2 - \Omega^2 - 2i\Gamma_R\Omega} \quad (1.41)$$

Le graphe de la figure 1.5 montre l'allure de la partie réelle et de la partie imaginaire de $H_R(\Omega)$.

1.3 Effet de la localisation

Il est très important, dès que l'on s'intéresse à des effets non-linéaires dans des structures à fort confinement, de remarquer que toutes les équations présentées précédemment ne sont vraies que si elles sont exprimées en fonction des champs électriques effectivement présents à l'intérieur du matériau. Ceci devient très important notamment lors de l'étude de structures où la localisation de la lumière devient importante. En effet, le champ effectivement présent dans le matériau est alors exalté et on ne peut plus décrire la non-linéarité à partir des champs mesurés en dehors du matériau. De plus, la plupart des mesures de la susceptibilité non-linéaire se font sur des matériaux massifs (non structurés) et ceux-ci diffèrent largement des susceptibilités effectives mesurées dans des composants structurés. Ceci provient notamment du fait que le champ dit *local* dans la structure est plus fort que le champ mesuré à partir du matériau massif.

Dans cette section, nous nous intéresserons à la modélisation du champ local et regarderons comment celui-ci est susceptible d'exalter la réponse non-linéaire. Pour cela, nous adoptons un

formalisme hérité de la théorie du champ local de l'électrodynamique classique. Nous rappelons d'abord les résultats de cette théorie.

1.3.1 Théorie du champ local

En général, la susceptibilité non-linéaire est exprimée en supposant que le champ électrique qui s'applique sur chaque unité polarisable (i.e. chaque atome, ion ou molécule) correspond au champ électrique macroscopique. C'est d'ailleurs celui-ci qui apparaît dans les équations de Maxwell. Toutefois, pour bien décrire ce qui se produit à l'échelle microscopique, il faut faire la différence entre le champ macroscopique et le champ subit par le milieu à petite échelle. Ce champ microscopique est aussi appelé champ de Lorentz. Une telle distinction est importante dans les milieux denses, mais aussi dans les milieux à fort confinement du champ [8, 9].

Puisque chaque unité polarisable a des dimensions microscopiques, sa polarisabilité doit être déterminée par rapport au champ microscopique à la position de l'unité auquel on doit enlever la contribution, due à l'unité elle-même. C'est ce champ que l'on appellera par la suite, *champ local* ($\mathbf{E}_{\text{loc}}(\mathbf{r})$) [8].

Polarisation linéaire

Considérons un milieu diélectrique dense, auquel on applique un champ électrique \mathbf{E} . D'un point de vue macroscopique, on peut considérer que le milieu possède un moment dipolaire uniforme de polarisation \mathbf{P} (par unité de volume). Cependant, microscopiquement, on peut trouver une portion sphérique d'espace libre de toute charge entre deux unités polarisables dont la constante diélectrique est égale à la permittivité du vide ϵ_0 . Si l'on considère une sphère de rayon r_0 entre les unités, du fait du champ électrique, il y a une distribution de charges (positives et négatives) à l'intérieure de la sphère, que l'on nomme *sphère de Lorentz* (voire figure 1.6). Le champ local à

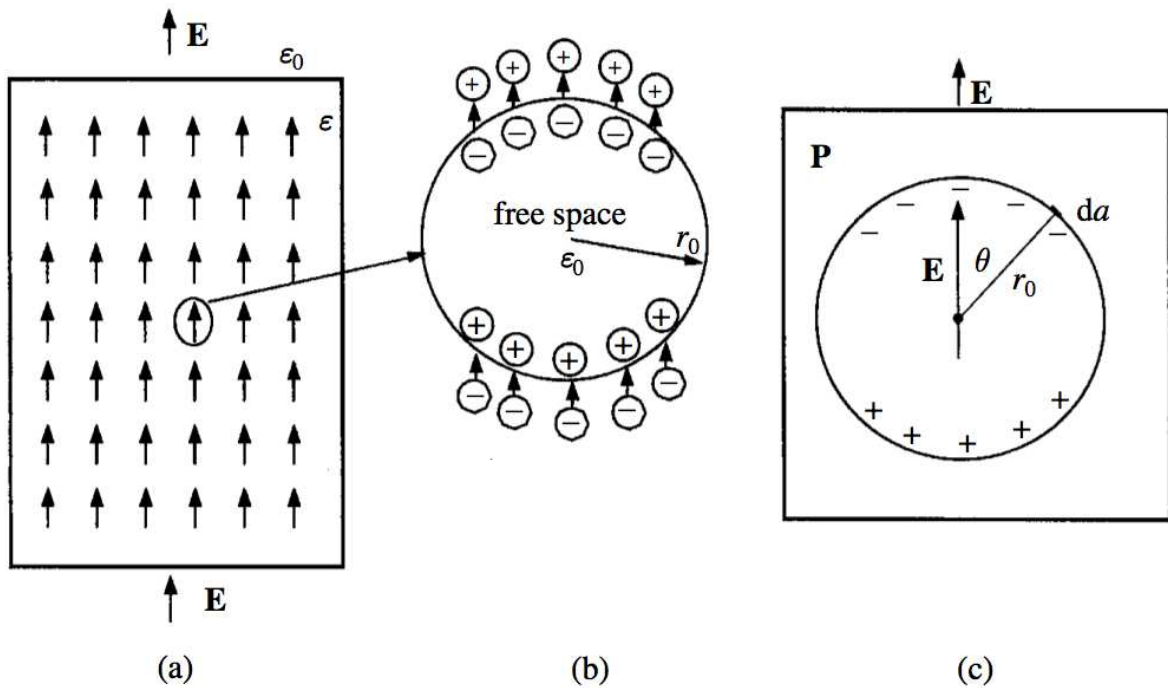


Figure 1.6. Sphère de Lorentz : (a) échelle macroscopique dans un milieu diélectrique sous l'influence d'un champ électrique uniforme produisant une polarisation uniforme. (b) échelle microscopique où l'espace libre est polarisé par des dipôles électriques. (c) Schéma illustrant (b).

l'intérieur de la sphère est alors supérieur au champ macroscopique, d'une quantité \mathbf{E}_L et s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{E}_{\text{loc}} = \mathbf{E} + \mathbf{E}_L \quad (1.42)$$

Sur la surface de la sphère, dans une direction normale à l'élément de surface $d\mathbf{S}$, la valeur de la charge P_r vaut :

$$P_r = \mathbf{P} \cdot d\mathbf{S} = P \cos \theta dS \quad (1.43)$$

ici, $dS = 2\pi r \sin \theta r d\theta$. Cette charge P_r va induire un champ électrique dE_L radial qui, d'après le théorème de Gauss vaut :

$$dE_L = \frac{P_r}{4\pi r_0^2 \epsilon_0} \quad (1.44)$$

Ainsi, le champ électrique E_L suivant la direction du champ \mathbf{E} , dû aux charges distribuées sur la surface de la sphère est obtenu par intégration de (1.44) et fournit :

$$E_L = \int_S \frac{P_r \cos \theta}{4\pi r_0^2 \epsilon_0} = \frac{P}{2\epsilon_0} \int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{P}{3\epsilon_0} \quad (1.45)$$

Puisque les composantes de E_L suivant les directions orthogonales à \mathbf{E} sont nulles, on peut réécrire (1.45) comme la relation vectorielle suivante :

$$\mathbf{E}_L = \frac{\mathbf{P}}{3\epsilon_0} \quad (1.46)$$

et en la réinjectant dans (1.42), le champ local devient :

$$\mathbf{E}_{\text{loc}} = \mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}}{3\epsilon_0} \quad (1.47)$$

Facteur de champ local

Le champ interagissant effectivement avec les unités polarisables et induisant un moment dipolaire électrique est le champ local donné par (1.47), de telle sorte que la polarisation s'écrit :

$$\mathbf{P} = N\alpha \mathbf{E}_{\text{loc}} \quad (1.48)$$

où N est le nombre d'unités polarisables et α est la polarisabilité. En injectant (1.47) dans l'équation précédente, on obtient :

$$\mathbf{P} = \frac{N\alpha}{1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}} \mathbf{E} \quad (1.49)$$

On peut alors définir une susceptibilité effective χ_{eff} ainsi qu'une constante diélectrique effective ϵ_{eff} de la manière suivante :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_{\text{eff}} \mathbf{E} = \epsilon_0 (\epsilon_{\text{eff}} - 1) \mathbf{E} \quad (1.50)$$

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{N\alpha}{\epsilon_0 \left[1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \right]} \quad (1.51)$$

La relation (1.51) est connue sous le nom de relation de Clausius-Mosotti. En reprenant (1.50) et en l'introduisant dans l'expression du champ local (équation (1.47)), on obtient :

$$\mathbf{E}_{\text{loc}} = \left(1 + \frac{\chi_{\text{eff}}}{3} \right) \mathbf{E} \quad (1.52)$$

On s'aperçoit alors du fait que localement le champ semble être exalté par un facteur $f = \left(1 + \frac{\chi_{\text{eff}}}{3} \right)$ que l'on nomme généralement facteur de champ local et qui dépend de la fréquence

ω du champ électrique. Ceci vaut dans le cas particulier du champ local aux atomes, mais plus généralement, c'est-à-dire quelque soit l'origine de la localisation du champ, le facteur de champ local peut être défini comme le rapport des normes du champ local par le champ macroscopique [9] :

$$f(\omega) = \frac{|\mathbf{E}_{\text{loc}}(\omega)|}{|\mathbf{E}(\omega)|} \quad (1.53)$$

Nous avons présenté la théorie classique du champ local dans le cas particulier du champ de Lorentz. Toutefois, dès qu'il se produit un phénomène de localisation du champ, quelque soit sa nature, nous pouvons définir un facteur de champ local f comme étant le rapport du module du champ local sur le module du champ non-local.

Polarisation non-linéaire

Dans le régime non-linéaire, l'expression (1.47) du champ local est toujours valable. Toutefois, la polarisation totale est la somme d'un terme linéaire et d'un terme non-linéaire, si bien que :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (1.54)$$

avec :

$$\mathbf{P}_L = N\alpha\mathbf{E}_{\text{loc}} = N\alpha \left[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}_L}{3\epsilon_0} + \frac{\mathbf{P}_{NL}}{3\epsilon_0} \right] \quad (1.55)$$

On résout cette dernière équation pour \mathbf{P}_L et on introduit la susceptibilité effective, ce qui fournit :

$$\mathbf{P}_L = \epsilon_0\chi_{\text{eff}} \left[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}_{NL}}{3\epsilon_0} \right] \quad (1.56)$$

Considérons maintenant, l'induction électrique $\mathbf{D} = \epsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}$. En substituant la polarisation linéaire par son expression donnée par (1.56) dans l'expression de \mathbf{D} , on obtient :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0\epsilon_{\text{eff}}\mathbf{E} + \left(1 + \frac{\chi_{\text{eff}}}{3}\right)\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0\epsilon_{\text{eff}}\mathbf{E} + f\mathbf{P}_{NL} \quad (1.57)$$

Autrement dit, on s'aperçoit ici que le second terme dans l'expression de l'induction électrique n'est pas seulement la polarisation non-linéaire \mathbf{P}_{NL} mais $f\mathbf{P}_{NL}$. Ceci signifie que dans l'équation de propagation non-linéaire, c'est le terme $f\mathbf{P}_{NL}$ qui devient un terme source non-linéaire pour le champ électrique. Ce terme est d'ailleurs aussi appelé polarisation non-linéaire source ($\mathbf{P}_{NLS} = f\mathbf{P}_{NL}$) et l'équation de propagation non-linéaire s'écrit alors :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\epsilon_0\epsilon_{\text{eff}}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NLS}}{\partial t^2} \quad (1.58)$$

1.3.2 Facteur de champ local et structures à fort confinement du champ

Le formalisme que nous venons de décrire correspond à l'effet classique dans un milieu dense dû à la localisation des électrons près des noyaux. Nous supposons que cet effet est inclus dans la valeur des susceptibilités données pour un matériau massif. De plus, par analogie avec ce formalisme, on peut de la même manière formuler une théorie du champ local provenant de la structuration d'un matériau [9], et c'est à cet effet que nous nous intéresserons par la suite.

En toute rigueur, pour raisonner en optique non-linéaire, il faudrait raisonner sur le champ local effectivement appliqué aux atomes localement. Puisque cette approche est exclue en pratique dans un matériau massif contenant un très grand nombre d'atomes, la théorie du champ local permet de relier le champ microscopique au champ macroscopique effectivement mesuré. Nous pouvons adopter le même formalisme pour étudier les structures localisantes. Si l'on considère un

matériau structuré dans lequel le champ est localisé, il est en pratique exclu ou extrêmement difficile de mesurer le champ dans la structure (par analogie au champ local). C'est pourquoi, nous considérons le facteur de champ local permettant de relier le champ localisé dans la structure au champ dans le matériau massif.

Maintenant que l'exaltation du champ est introduite pour la polarisation totale, il convient de s'intéresser plus précisément à la susceptibilité d'ordre n , $\chi^{(n)}$ et de regarder comment elle est exaltée.

Cas de la polarisation non-linéaire d'ordre n

Considérons la polarisation source non-linéaire à la fréquence ω_0 d'ordre n , $\mathbf{P}_{\text{NLS}}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0)$. Si on l'exprime en fonction des champs locaux, on écrit :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{\text{NLS}}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0) &= f(\omega_0)\mathbf{P}_{\text{NL}}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0; \omega_1, \dots, \omega_n) \\ &= \epsilon_0 f(\omega_0) \underline{\chi}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0; \omega_1, \dots, \omega_n) | \mathbf{E}_{\text{loc}}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \mathbf{E}_{\text{loc}}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_n) \end{aligned} \quad (1.59)$$

Ici le trait sous la susceptibilité d'ordre n sert à signifier qu'il s'agit d'un tenseur et la barre verticale (|) représente l'action du tenseur sur n champs. Si l'on réécrit l'expression (1.59) en fonction des champs macroscopiques on obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{\text{NLS}}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0) &= \epsilon_0 f(\omega_0) f(\omega_1) \dots f(\omega_n) \underline{\chi}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0; \omega_1, \dots, \omega_n) : \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \mathbf{E}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_n) \\ &= \epsilon_0 \underline{\chi}_{eff}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0; \omega_1, \dots, \omega_n) : \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \mathbf{E}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_n) \end{aligned} \quad (1.60)$$

en posant :

$$\underline{\chi}_{eff}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0; \omega_1, \dots, \omega_n) = f(\omega_0) \dots f(\omega_n) \underline{\chi}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega_0; \omega_1, \dots, \omega_n) \quad (1.61)$$

On a, par cette dernière formule, un résultat important, à savoir qu'une non-linéarité d'ordre n est exaltée par le produit des facteurs de champ local de tous les champs intervenants. Si on suppose que tous les champs sont exaltés de manière identique ($f(\omega_0) = f(\omega_1) = \dots = f(\omega_n)$), la non-linéarité d'ordre n sera exaltée par un facteur f à la puissance $n + 1$. Le cas dégénéré ($|\omega_0| = |\omega_1| = \dots = |\omega_n|$) s'écrit :

$$\underline{\chi}_{eff}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega) = f^{n+1}(\omega) \underline{\chi}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.62)$$

Il est important de remarquer que ces relations ne sont vraies que si $n > 1$. Le cas $n = 1$ est particulier, puisque il s'agit de la polarisation linéaire et que celle-ci n'est exaltée qu'une fois, (i.e. $\underline{\chi}_{eff}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) = f(\omega) \underline{\chi}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega)$). Il y a donc une discontinuité lors du passage à la non-linéarité qui provient du fait que le traitement de celle-ci est perturbatif. En effet, la théorie de la perturbation part du principe que l'on peut décrire un système complexe à partir du système simple auquel on applique une perturbation représentant un petit écart par rapport à l'équilibre du système. Si la perturbation (ici la polarisation non-linéaire) est faible, les différentes propriétés physiques du système perturbé peuvent être déduites continûment à partir du système simple (ici la polarisation). Dans le cas présent, on considère la polarisation (\mathbf{P}), qui est renforcée par le facteur de champ local ($f\mathbf{P}$), auquel on applique une perturbation ($\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{\text{NL}}$) et qui est aussi renforcé par f ($f\mathbf{P} = f\mathbf{P}_L + f\mathbf{P}_{\text{NL}}$).

Renforcement des différentes non-linéarités considérées

Le tableau 1.1 indique comment le facteur de champ local renforce les différentes non-linéarités que nous avons présentées dans le cas d'une propagation de type pompe-sonde. L'ordre de la non-linéarité est aussi indiqué dans le tableau. Le cas de l'absorption et de la réfraction des porteurs libres est non trivial et mérite que l'on s'y intéresse de plus près.

L'absorption et la réfraction des porteurs libres (FCA et FCR) générés par absorption à deux photons (TPA) est un effet non-linéaire d'ordre cinq effectif et il comporte donc six renforcements par le facteur de champ local f .

Nous négligeons la recombinaison des porteurs, si bien que l'équation de génération de ceux-ci par un champ $E(\omega_0)$ devient :

$$\frac{dN}{dt} = f^4(\omega_0) \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega_0} |E(\omega_0)|^4 \quad (1.63)$$

Ainsi, la densité de porteurs libres est proportionnelle à un facteur f^4 ($N = f^4(\omega_0)N_m$ avec N_m le nombre de porteurs générés dans le cas $f = 1$).

On note χ_{FC} la susceptibilité non-linéaire effective correspondant aux effets de porteurs libres. Nous considérons maintenant la polarisation non-linéaire source rayonnant à la fréquence ω_1 correspondant aux effets de porteurs sur un champ $\mathbf{E}(\omega_1)$:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{\text{NLS}}(\omega_1) &= \epsilon_0 f(\omega_1) \chi_{\text{FC}} \mathbf{E}_{\text{loc}}(\omega_1) \\ &= \epsilon_0 f^2(\omega_1) \chi_{\text{FC}} \mathbf{E}(\omega_1) \\ &\propto \epsilon_0 f^2(\omega_1) (\sigma_a + i\sigma_n) N \mathbf{E}(\omega_1) \\ &\propto \epsilon_0 f^2(\omega_1) f^4(\omega_0) (\sigma_a + i\sigma_n) N_m \mathbf{E}(\omega_1) \\ &\propto f^2(\omega_1) f^4(\omega_0) \end{aligned} \quad (1.64)$$

Dans le cas particulier ou $\omega_1 = \omega_0$, on a :

$$\mathbf{P}_{\text{NLS}}(\omega_0) \propto f^6(\omega_0) \quad (1.65)$$

et pour le cas pompe-sonde, on écrit :

$$\mathbf{P}_{\text{NLS}}(\omega_s) \propto f^2(\omega_s) f^4(\omega_p) \quad (1.66)$$

Table 1.1. Facteurs de champ local pour les différents effets non-linéaires. Les indices p et s désignent respectivement l'onde de pompe et l'onde sonde.

Effet non-linéaire	Abréviation	Ordre	Facteur
Diffusion Raman stimulée	SRS	3	$f_p^2 f_s^2$
Absorption à deux photons	TPA	3	f_p^4
Absorption à deux photons croisée	XPA	3	$f_p^2 f_s^2$
Effet Kerr	Kerr	3	f_p^4
Effet Kerr croisé	XKerr	3	$f_p^2 f_s^2$
Réfraction des porteurs libres (pour la pompe)	FCR	5	f_p^6
Réfraction des porteurs libres (pour la sonde)	FCR	5	$f_p^4 f_s^2$
Absorption des porteurs libres (pour la pompe)	FCA	5	f_p^6
Absorption des porteurs libres (pour la sonde)	FCA	5	$f_p^4 f_s^2$

Il est intéressant de noter, à partir de ce tableau, que le renforcement de la non-linéarité peut être très différent suivant le régime de localisation. Lorsque deux effets non-linéaires ont le même ordre, ils sont exaltés par la même quantité et sont donc en compétition. En revanche, dès que l'ordre de deux effets non-linéaires est différent, il semble qu'on puisse agir sur le facteur de champ local pour trouver le régime qui renforce la non-linéarité souhaitée. Par exemple, l'effet Kerr est une non-linéarité d'ordre 3 et renforcé par un facteur f_p^4 , alors que la réfraction

par les porteurs libres est un effet non-linéaire d'ordre 5 et renforcé par un facteur f_p^6 . Ainsi, pour de faibles régimes de localisation, l'effet Kerr sera avantagé, puis au fur et à mesure que le régime de localisation augmente, c'est la réfraction des porteurs libres qui sera avantagée. L'étude des régimes de localisation est cruciale pour la fabrication de composants de traitement de l'information par exemple.

1.3.3 Equation de propagation non-linéaire en présence de localisation

Ainsi, les deux équations de propagation couplées pour la pompe et la sonde prenant tous les effets non-linéaires en compte s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} = & i f_p^2 f_s^2 \gamma_R A_p(z, t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') e^{-i\Omega_{sp}(t-t')} A_p^*(z, t') A_s(z, t') dt' \\ & + i k_s f_s^2 [2 f_p^2 n_2 (1 + i r_s) |A_p(z, t)|^2 + \sigma_n N(z, t)] A_s(z, t) \\ & - \left(\frac{\alpha_l}{2} + f_s^2 \sigma_a N(z, t) \right) A_s(z, t) \\ & + i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{i^m \beta_m}{m!} \frac{\partial^m A_s}{\partial t^m} \end{aligned} \quad (1.67)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} = & i f_p^2 f_s^2 \gamma_R A_s(z, t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') e^{-i\Omega_{ps}(t-t')} A_s^*(z, t') A_p(z, t') dt' \\ & + i k_p f_p^2 [f_p^2 n_2 (1 + i r_p) |A_p(z, t)|^2 + \sigma_n N(z, t)] A_p(z, t) \\ & - \left(\frac{\alpha_l}{2} + f_p^2 \sigma_a N(z, t) \right) A_p(z, t) \\ & + i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{i^m \beta_m}{m!} \frac{\partial^m A_p}{\partial t^m} \end{aligned} \quad (1.68)$$

avec une équation de génération des porteurs libres :

$$\frac{dN}{dt} = f_p^4 \frac{\beta_{\text{TFA}}}{2\hbar\omega} I_p^2 - \frac{N}{\tau_p} \quad (1.69)$$

Ici, les indices p et s permettent de désigner les grandeurs relatives à la pompe et à la sonde respectivement. Les β_m représentent les différents ordres de dispersions. Les f_m ($m = p, s$) représentent les facteurs de champ locaux et les k_m sont les vecteurs d'onde en espace libre. Les autres paramètres apparaissant dans ces équations représentent différents phénomènes physiques : α_l est l'atténuation linéaire, $r_m = \beta_{\text{TFA}} / (2k_m n_2)$ est un paramètre sans dimension qui indique l'importance relative de l'absorption à deux photons par rapport à l'effet Kerr. Dans l'équation de génération des porteurs libres, nous négligeons le terme d'absorption à deux photons croisée qui génère aussi des porteurs. En effet, celui-ci est proportionnel à $|A_p(z, t)|^2 |A_s(z, t)|^2$ et est en général très petit par rapport au terme en $|A_p(z, t)|^4$, car la pompe est beaucoup plus intense que la sonde de même que les effets croisés de la sonde sur la pompe.

1.4 Etat de l'art général des structures à fort confinement du champ

1.4.1 Facteur de champ local dans les structures à fort confinement du champ

Maintenant que nous connaissons l'effet du facteur de champ local sur les différents effets non-linéaires, il convient de regarder comment celui-ci se manifeste dans les structures à fort confinement du champ. Nous nous intéressons, dans cette section au champ local dû à la diminution

de la vitesse de groupe dans les guides, ainsi qu'au fort confinement dans le microcavités. Finalement, nous effectuons un état de l'art non exhaustif des structures à fort confinement du champ.

Champ local et vitesse de groupe

Dans le cas d'une onde se propageant dans un milieu où la vitesse de groupe de l'onde est modifiée à cause de la structuration du matériau, on peut se demander ce que vaut le facteur de champ local, défini par (1.53). Dans ce cas, les valeurs de coefficients non-linéaires données dans la littérature, qui sont directement proportionnelles à la susceptibilité non-linéaire ne sont plus valables dans l'équation de propagation si celles-ci ont été mesurées dans le matériau massif, comme c'est toujours le cas. Autrement dit pour modéliser correctement la non-linéarité, il faut corriger les coefficients non-linéaires du facteur de champ local. Ceci est notamment vrai pour les structures présentant une réduction de la vitesse de groupe. Nous présentons ici deux démonstrations de ceci, par deux méthodes différentes. Une plus intuitive basée, sur la conservation de l'énergie d'une enveloppe passant d'un milieu massif dont la vitesse de groupe est rapide à un milieu structuré dont la vitesse de groupe est lente. La seconde démonstration est plus classique et consiste à montrer la colinéarité du vecteur vitesse de groupe $\nabla_{\mathbf{k}}(\omega)$ et le vecteur de Poynting Π .

Considérons une impulsion passant d'un milieu, où la vitesse de groupe est celle du milieu massif v_{g0} , à un milieu, où la vitesse de groupe est modifiée à cause de la structuration du matériau (v_{g1}). Au moment du passage d'un milieu à l'autre, il se produit une contraction de l'énergie de l'impulsion ce qui a pour effet localement, d'augmenter la valeur crête de l'intensité de l'impulsion par conservation de l'énergie totale de l'impulsion. Autrement dit si l'on considère la densité linéique d'énergie dU/dz , la quantité :

$$\int \frac{dU}{dz} dz \quad (1.70)$$

reste constante sur la distance de propagation. Ceci est strictement équivalent à dire que le flux total d'énergie $\int \frac{dU}{dz} v dt$ doit être conservé. Et puisque le flux total d'énergie est proportionnel à l'intensité de l'onde, on montre que cette relation de conservation peut s'écrire pendant une même durée dt :

$$\int_{\delta\tau} I_0 v_{g0} dt = \int_{\delta\tau} I_1 v_{g1} dt \quad (1.71)$$

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{v_{g0}}{v_{g1}} \quad (1.72)$$

où I_0 et I_1 sont les intensités crêtes des impulsions dans le milieu massif et dans le milieu structuré respectivement, si bien que le facteur de champ local devient :

$$f = \frac{|E_1|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} = \sqrt{\frac{v_{g0}}{v_{g1}}} = \sqrt{\frac{n_{g1}}{n_{g0}}} \quad (1.73)$$

où n_{g0} et n_{g1} sont les indices de groupe.

L'approche intuitive que nous venons de développer est confirmée par la démonstration suivante. Pour pouvoir exprimer la vitesse de groupe vectorielle $\nabla_{\mathbf{k}}(\omega)$, il faut différencier une relation scalaire entre ω et le vecteur d'onde \mathbf{k} . En utilisant l'équation de Maxwell-Ampère dans la matière ($\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \mathbf{D}$), où \mathbf{H} et \mathbf{D} sont respectivement le vecteur champ magnétique et le vecteur induction électrique, et en appliquant le produit scalaire par \mathbf{E} , nous obtenons :

$$\omega \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = \mathbf{E} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{k})$$

que l'on peut différencier, considérant que tous les vecteurs et la fréquence ω sont fonctions de \mathbf{k} et en utilisant la formule du produit mixte (i.e. $a.(b \times c) = b.(c \times a) = c.(a \times b)$), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \delta\omega \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \omega \delta \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \omega \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} &= \delta \mathbf{E} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{k}) + \mathbf{E} \cdot (\delta \mathbf{H} \times \mathbf{k}) + \mathbf{E} \cdot (\mathbf{H} \times \delta \mathbf{k}) \\ &= \delta \mathbf{E} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{k}) + \delta \mathbf{H} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \delta \mathbf{k} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \\ &= \omega \delta \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \omega \delta \mathbf{H} \cdot \mathbf{H} + \delta \mathbf{k} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \end{aligned}$$

où l'on a utilisé l'équation de Maxwell-Faraday ($\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{H}$) :

$$\delta\omega \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = \omega (\delta \mathbf{H} \cdot \mathbf{H} - \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D}) + \delta \mathbf{k} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$$

En supposant que le tenseur diélectrique ϵ est symétrique, et en négligeant la dispersion, on peut alors écrire :

$$\mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} = \mathbf{D} \cdot \delta \mathbf{E} = \frac{1}{2} \delta (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D})$$

et donc :

$$\delta\omega \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = \frac{\omega}{2} \delta (|\mathbf{H}|^2 - \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}) + \delta \mathbf{k} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$$

En utilisant l'équation de Maxwell-Ampère, puis l'équation de Maxwell-Faraday, on montre que :

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = \frac{1}{\omega} \mathbf{E} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{k}) = \frac{1}{\omega} \mathbf{H} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = |\mathbf{H}|^2$$

Finalement,

$$\delta\omega \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = \delta \mathbf{k} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$$

et :

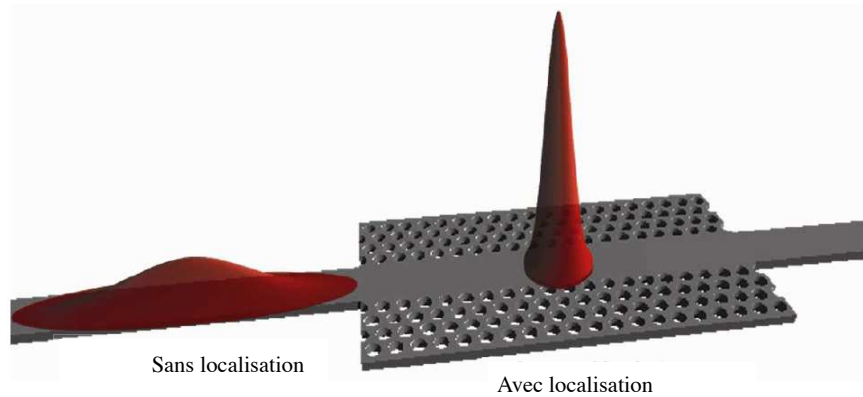
$$\nabla_{\mathbf{k}}(\omega) = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}}{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}}{|\mathbf{H}|^2} \quad (1.74)$$

Ainsi, le vecteur vitesse de groupe et le vecteur de Poynting ($\Pi = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$) sont colinéaire et puisque l'intensité de l'onde est proportionnel à la moyenne du vecteur de Poynting, on a la relation suivante :

$$f = \frac{|E_1|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} = \sqrt{\frac{\langle ||\Pi_1|| \rangle}{\langle ||\Pi_0|| \rangle}} = \sqrt{\frac{\langle ||\nabla_{\mathbf{k}1}(\omega)|| \rangle}{\langle ||\nabla_{\mathbf{k}0}(\omega)|| \rangle}} = \sqrt{\frac{v_{g0}}{v_{g1}}} = \sqrt{\frac{n_{g1}}{n_{g0}}} \quad (1.75)$$

Ainsi le facteur de champ local est relié au facteur de ralentissement dans une structure où le mode subit un ralentissement [11]. On voit bien qu'une façon d'agir sur l'exaltation des non-linéarités consiste alors à réduire la vitesse de groupe dans un matériau structuré. La figure 1.7

Figure 1.7. Illustration présentant la manière dont se propage une impulsion dans un guide à cristal photonique. En entrant dans le guide, du fait de la vitesse de groupe réduite, l'impulsion subit une contraction qui, par conservation de l'énergie totale, impose une puissance crête plus élevée. Le processus est similaire, quelque soit la structure considérée (micro-cavité, guide ruban, etc) [10].



illustre de manière simplifiée la manière dont se propage une impulsion ainsi que la contraction qu'elle subit en entrant dans un milieu localisant (ici, un guide à cristal photonique).

Il existe aujourd'hui, des guides à cristal photonique pouvant fonctionner en régime de lumière lente (typiquement $c/30$), tout en conservant une dispersion modale faible [12, 13, 14].

Champ local et microcavité

Le cas d'une microcavité se traite de manière légèrement différente, bien que l'on puisse aussi faire l'analogie avec une structure à vitesse de groupe réduite. Nous présentons ici le calcul.

On considère ici une microcavité dont la dimension caractéristique est l à une dimension. Dans ce cas, la transmission de la cavité est donnée par :

$$T(\varphi) = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (1.76)$$

où $\varphi(\omega) = k(\omega)(2l)$ est la phase accumulée sur un aller-retour de la cavité et R est le coefficient de réflexion des miroirs de la cavité. En différenciant la relation de phase, on obtient :

$$\delta\varphi(\omega) = \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega}(2l)\delta\omega = \frac{1}{v_g}(2l)\delta\omega \quad (1.77)$$

En exprimant $(2l)$ en fonction de la vitesse de phase $v_\varphi = \omega/k(\omega)$ dans l'équation (1.77) on écrit :

$$\delta\varphi(\omega) = \frac{v_\varphi}{v_g}\varphi(\omega)\frac{\delta\omega}{\omega} \quad (1.78)$$

Si on prend pour $\delta\omega$ la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la résonance de la cavité (pour $\omega = \omega_r$), telle que $\varphi(\omega_r) = 2m\pi$ et en posant le facteur de qualité de la cavité $Q = \frac{\omega}{\delta\omega}$, on obtient :

$$\delta\varphi(\omega) = \frac{v_\varphi}{v_g}\frac{2m\pi}{Q} \quad (1.79)$$

Or d'après la formule (1.76), $\delta\varphi$ à mi-hauteur est telle que $\sin^2(\frac{\varphi+\delta\varphi}{2}) = \frac{(1-R)^2}{4R}$ et si le coefficient de réflexion $R \sim 1$, on a $\delta\varphi_{\text{FWHM}} \sim 2(1 - R)$ et donc :

$$(1 - R) = \frac{v_\varphi}{v_g}\frac{m\pi}{Q} \quad (1.80)$$

Ainsi, on a entre l'intensité hors de la cavité (I_0) et l'intensité I_{cav} dans la cavité :

$$I_{\text{cav}} = \frac{\frac{v_\varphi}{v_g}m\frac{\pi}{Q}}{\left(\frac{v_\varphi}{v_g}m\frac{\pi}{Q}\right)^2 + 4\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}I_0 \quad (1.81)$$

A résonance, nous avons $\varphi = 2m\pi$ et $I_{\text{cav}} = \frac{v_g}{v_\varphi}\frac{Q}{m\pi}I_0$, si bien que l'on peut exprimer le facteur de champ local :

$$f = \frac{|E_{\text{cav}}|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{I_{\text{cav}}}{I_0}} = \sqrt{\frac{v_g}{v_\varphi}\frac{Q}{m\pi}} \quad (1.82)$$

Ainsi si l'on se trouve dans une situation classique d'une microcavité dans un matériau massif, on aura $v_\varphi \approx v_g$, alors que si l'on place dans la microcavité un cristal photonique présentant une structure à modes lents, le rapport v_g/v_φ devient important dans l'expression du facteur de champ local.

Il existe aujourd'hui des microcavités à cristal photonique très surtendues, dont les facteurs de qualité peuvent atteindre 100 000 pour les microcavités en silicium sur isolant, 700 000 pour les microcavités en GaAs sur membrane et 10^6 pour les microcavités en silicium sur membrane [15, 16, 17, 18]. Avec un facteur de surtension de 10^6 , le facteur de champ local f est supérieur à 500, pour $m = 1$.

1.4.2 Les guides à cristal photonique semi-conducteur

La grandeur pertinente lorsque l'on souhaite décrire la propagation de la lumière en vue d'applications pour la lumière lente ou fortement localisée, est la vitesse de groupe. Celle-ci décrit la vitesse à laquelle l'enveloppe de l'onde se propage, autrement dit, la vitesse à laquelle se propage l'énergie. En général, cette vitesse de groupe peut être considérablement réduite par l'intermédiaire d'une forte dispersion liée à une forte résonance dans un milieu ou une structure. Ainsi, une méthode classique de réduction de la vitesse de groupe consiste à propager une onde dans un milieu présentant une très forte dispersion. Cependant, les progrès de la fabrication ont permis de structurer les matériaux (notamment les semi-conducteurs) à l'échelle de la longueur d'onde, si bien que la dispersion devient une caractéristique développée et contrôlée dans le but de maîtriser la localisation de la lumière pour des applications au traitement tout optique du signal.

Un cristal photonique est un matériau structuré de manière périodique, à l'échelle de la longueur d'onde. La périodicité doit être d'ordre optique, c'est-à-dire qu'elle doit présenter une modulation de l'indice de réfraction. Cette périodicité a la particularité d'entraîner l'apparition de bandes d'énergies interdites dans la structure. Autrement dit, il existe des fréquences pour lesquelles, la lumière ne peut se propager dans la structure quelle que soit la direction de propagation considérée. Si l'on vient à créer un défaut dans la périodicité, ce défaut devient le seul endroit où la lumière peut exister, créant ainsi un confinement (en cavité ou en guide). Ces structures présentent des propriétés étranges pour la propagation de la lumière, notamment de réaliser un confinement transverse très fort, sur des dimensions nettement inférieures à la longueur d'onde, mais aussi et surtout de ralentir la lumière en bord de bande interdite, si bien que le facteur de champ local devient important. Le développement de la théorie de bande interdite photonique à la fin des années 1970 et au cours des années 1980 s'est inspiré par analogie de la théorie de bande interdite électronique en physique du solide [19, 20]. Depuis les années 1990, des cristaux photoniques présentant divers types de bande interdite photonique ont été étudiés pour la réalisation de composants optiques. Les cristaux photoniques à deux dimensions sont largement utilisés car ils présentent de faibles pertes, un fort confinement du champ et sont relativement simples à fabriquer. Le guide à cristal photonique consiste en une structure, dans laquelle le défaut de périodicité est constitué d'une ligne entière de trous d'air omise dans le cristal photonique sur membrane ou sur substrat. Ainsi le guidage se produit suivant la direction du défaut, par réflexion totale interne suivant la direction parallèle à l'axe des trous et par bande interdite photonique dans la direction orthogonale. Les images de la figures 1.8 montrent des guides à cristal photonique sous différentes configurations.

Dans le cadre du traitement du signal par utilisation de la lumière ralentie dans un guide à cristal photonique, une des considérations majeures pour le traitement de l'information est la question du produit de la durée du temps bit par la bande passante. Dans la plupart des applications, il est important d'avoir une grande bande passante (correspondant à une large couverture en fréquence du signal), ce qui est généralement accompagné d'une faible durée du signal. Ainsi, il faut que l'étendue du ralentissement de la lumière soit contrebalancée par la bande passante requise pour le traitement du signal. De plus, si la bande passante est trop élevée, la dispersion d'ordre deux peut devenir grande et fortement déformer le spectre du signal. Il existe maintenant des structures à cristal photonique légèrement modifiées, permettant d'atteindre des

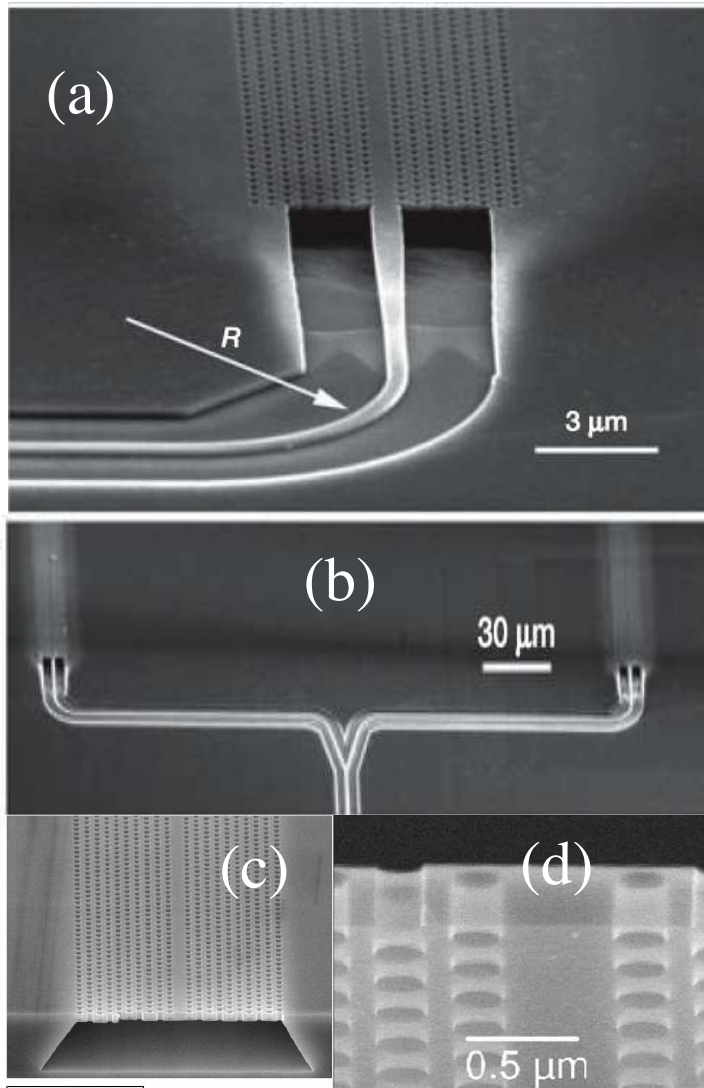


Figure 1.8. Images prises au microscope électronique à balayage de différentes structures de guides à cristal photonique. (a) Guide à cristal photonique sur membrane avec un guide d'accès pour maximiser l'injection dans le mode fondamental de la structure [21]. (b) Exemple d'utilisation de ce type de structure dans un interféromètre de Mac-Zehnder [21]. Cette conformation permet notamment à partir d'un guide de référence de mesurer la modification de la vitesse de groupe dans un des guide par rapport à l'autre. (c) Guide à cristal photonique. La rangée de trous omise dans la structure périodique assure le confinement transverse de la lumière tout au long cette rangée, ce qui permet le guidage [22]. (d) Vue agrandie de cette même structure [18]. La largeur du guide est d'environ $0.5 \mu\text{m}$, dimension inférieure à la longueur d'onde typique de travail ($\sim 1.5 \mu\text{m}$).

vitesse de groupes lentes avec une dispersion d'ordre deux très faible [12, 13, 14].

La deuxième grande considération dans le cadre du traitement du signal est le contrôle de la vitesse de groupe ou de l'indice de groupe n_g en longueur d'onde. Ce contrôle peut s'opérer de manière externe par différentes méthodes. On peut par exemple chauffer le matériau, de manière à obtenir de grande variation Δn de l'indice de réfraction (de l'ordre du %). Des valeurs de n_g ont été accordées dans une gamme allant de 20 à 60 en chauffant un guide à cristal photonique sur du silicium sur isolant [21]. Toutefois, la diffusion thermique est un phénomène relativement lent dont le temps de réponse est de l'ordre de la centaine de ns. Ce temps de réponse peut être considérablement réduite par injection de porteurs en tirant profit de l'effet de réfraction des porteurs. Ce temps de réponse dépend de la durée de vie des porteurs et peut être inférieur à la ns. Cependant, les variations de Δn sont de l'ordre de 0.1%.

Dans les composants optiques tels que les lasers, les amplificateurs ou les modulateurs, le gain et l'absorption sont exaltés par une réduction de la vitesse de groupe. L'absorption à deux photons peut être utilisée pour créer un limiteur optique. Le mélange à quatre ondes et l'effet Raman permettent de réaliser des sources ou des amplificateurs et l'automodulation de phase permet de réaliser des commutateurs. Prenons à titre d'exemple, le cas d'un commutateur optique basé sur l'effet Kerr et comparons les ordres de grandeur entre une technologie classique telle que la fibre et un guide à cristal photonique, pour obtenir un déphasage non-linéaire de π

introduit par un composant sur un des deux bras d'un Mac-Zehnder, permettant la commutation des deux voies de l'interféromètre. Le tableau 1.2 regroupent les ordres de grandeur des différents paramètres utilisés pour le calcul.

Table 1.2. Comparaison des ordres de grandeur entre une fibre et un guide à cristal photonique semi-conducteur pour la réalisation d'un commutateur optique basé sur l'effet Kerr.

Grandeurs	Symbole	Fibre	Guide à cristal photonique SC
Longueur d'onde	λ	1.5 μm	1.5 μm
Aire effective	A_{eff}	80 μm^2	0.1 μm^2
Longueur du composant	L	1 m	1 mm
Coefficient Kerr	n_2	$3 \times 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{GW}$	$3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{GW}$
Facteur de champ local	f	1 ($v_g = v_0$)	1.7 ($v_g = c/10$)
Durée d'impulsion	Δt	10 ps	10 ps
Puissance crête nécessaire	P_c	25 kW	5 W (sans localisation) 500 mW (avec localisation)
Energie de l'impulsion	E	250 nJ	50 pJ (sans localisation) 5 pJ (avec localisation)

Le déphasage Kerr nécessaire pour commuter est donné par :

$$\Delta\varphi_{\text{Kerr}} = f^4 k_0 n_2 \frac{P_c}{A_{\text{eff}}} L = \pi \quad (1.83)$$

ici, k_0 est le vecteur d'onde, P_c correspond à la puissance crête de l'impulsion se propageant dans l'interféromètre, A_{eff} est l'aire effective du mode guidé et L est la longueur du guide (fibre ou guide à cristal photonique). Puisque l'effet Kerr est un effet non-linéaire d'ordre trois il est exalté par un facteur f^4 .

On s'aperçoit, par le tableau 1.2, du fait que l'utilisation d'un guide à cristal photonique semi-conducteur, en régime de localisation, permettrait de gagner un facteur 5000 par rapport à la fibre pour la commutation alors que la longueur du dispositif est plus petite d'un facteur 1000. Ceci est dû à trois facteurs en faveur du guide à cristal photonique : la réduction de l'aire effective du mode guidé, la forte valeur du coefficient non-linéaire (n_2) et la possibilité de travailler en régime de localisation par réduction de la vitesse de groupe.

Pour cette technologie, bien que la propagation non-linéaire ait déjà été observée, il n'a pas encore été établi de lien, de manière quantitative, entre la localisation (réduction de la vitesse de groupe) et l'exaltation non-linéaire. Ce lien peut aussi être étudié dans les microcavités [15, 16, 17, 18], mais nous ne nous attarderons pas dessus dans ce manuscrit, n'ayant pas effectué d'étude expérimentale.

1.4.3 les nanoguides de silicium

L'utilisation du silicium pour l'optique intégrée fut proposée par Soref en 1985 [23], mais la photonique sur silicium n'a réellement commencé à constituer un des domaines de recherche où l'intérêt de la communauté scientifique s'est le plus développé qu'à partir de la fin des années 1990. Ceci est principalement dû au fait qu'il existe un besoin potentiel pour réaliser des interconnexions optiques dans les futurs circuits pour les calculateurs et les composants de traitement du signal super rapide, tels que des amplificateurs, des sources et des commutateurs. De plus, ce besoin coïncide avec une certaine maturité de la fabrication micro-électronique dans l'industrie et une grande qualité des galettes de silicium, ainsi qu'une compatibilité du matériau avec la

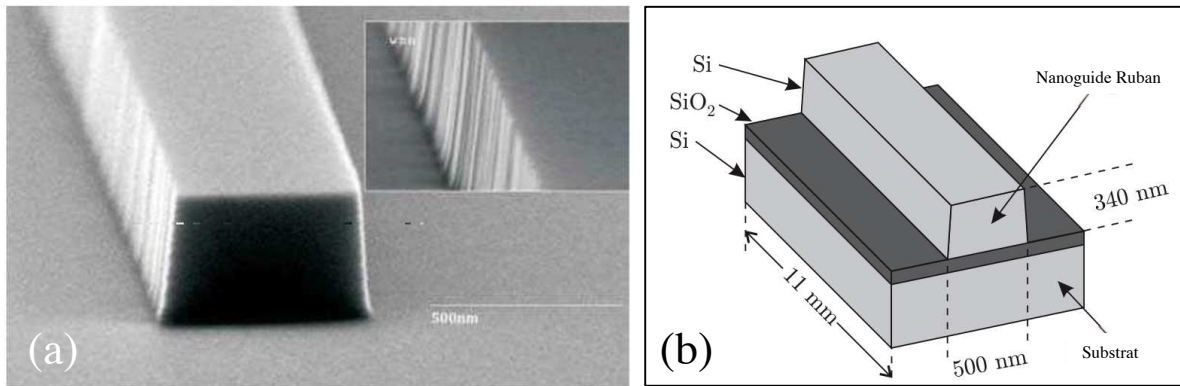


Figure 1.9. (a) Image prise au microscope électronique à balayage d'un guide ruban sur substrat. (b) Dimensions typiques d'un guide ruban sur substrat. Le confinement dans ces structures est du même ordre de grandeur que pour les guides à cristal photonique. Le milieu actif est le silicium et le substrat est composé d'une couche de silice par dessus une couche de silicium.

technologie CMOS. Les images de la figure 1.9 montrent les dimensions caractéristiques de ce type de guides.

Pour les applications décrites dans le paragraphe précédent, le silicium est un très bon matériau semi-conducteur grâce à de fortes valeurs des coefficients non-linéaires tels que le coefficient Kerr (n_2), la réfraction des porteurs libres (FCR) et le gain Raman. Tous ces éléments permettent d'entrevoir le développement de composants très compacts avec un fort confinement du champ menant à des modes localisés. Ces modes localisés, permettent d'obtenir des effets non-linéaires à des puissances de commandes relativement faibles sur de petites longueurs d'interaction (1 cm typiquement). C'est pour cela que la recherche investit beaucoup d'effort dans l'étude des effets non-linéaires tels que l'automodulation de phase et la modulation de phase croisée (SPM et XPM), l'absorption à deux photons et l'absorption à deux photons croisée (TPA et XPA), les effets de porteurs (FCR), la diffusion Raman stimulée (SRS) et le mélange à quatre ondes.

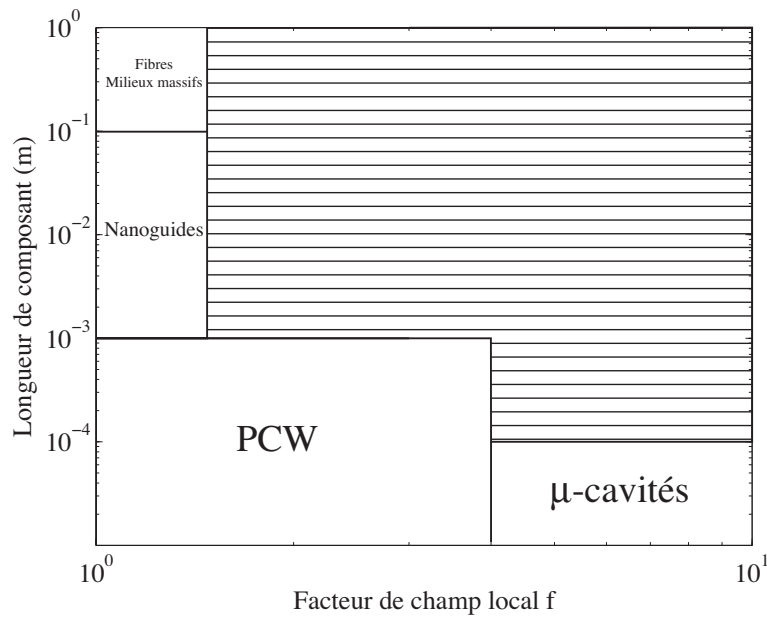
Bien que le formalisme décrivant les effets non-linéaires dans les fibres puisse être appliqué au cas des nanoguides de silicium, il faut tenir compte du fait qu'il s'agit d'un semi-conducteur présentant beaucoup d'effets non-linéaires qui peuvent présenter des propriétés intéressantes quant à la propagation d'une onde, mais qui sont dans bien des cas en compétition, ce qui constitue un obstacle de fait. À partir de ce constat, l'enjeu est double. Il faut d'une part, être conscient de l'importance d'avoir une théorie unifiée permettant de comprendre la physique de la propagation non-linéaire dans les nanoguide de silicium et d'entrevoir les applications potentielles. D'autre part, il faut apporter un éclairage quant à l'influence de la localisation sur cette compétition, afin de comprendre (notamment avec des effets non-linéaires d'ordres différents) les différents régimes de fonctionnement pour sélectionner l'effet intéressant.

1.4.4 Ordres de grandeur sur les dimensions et la localisation

Avant de débiter tout travail d'analyse et de caractérisation, il convient de présenter les ordres de grandeur des dimensions typiques de composants photoniques non-linéaires, ainsi que les valeurs pouvant être atteintes pour le facteur de champ local f .

Bien que nous nous intéresserons principalement aux nanoguides et aux guides à cristal photoniques (PCW), la plupart des résultats qui seront présentés dans ce manuscrit étayent une théorie et des démonstrations qui peuvent, à défaut d'être appliquées, se transposer à d'autres types de structures photoniques telles que les fibres ou les microcavités (μ -cavité).

Figure 1.10. Diagramme de longueurs typiques de composants en fonction des régimes de localisation pouvant être atteint. Ce diagramme permet de placer les différents types de structure photonique en fonction de ces deux paramètres. PCW : guide à cristal photonique (en anglais - *photonic crystal waveguide*). μ -cavités : microcavités. La zone hachurée correspond à une zone non-peuplée par des structures, s'agissant de composants photoniques de grandes dimensions à forte localisation.



La figure 1.10 présente un diagramme de longueur de composant en fonction du facteur de champ local f , permettant de placer les différents types de structure en fonction de ces deux caractéristiques. En commençant la description par le haut, les composants photoniques les plus grands (en terme de longueur d'interaction) sont les fibres ou les milieux massifs non structurés, présentant de faibles valeurs de localisation. A l'opposé, les dimensions les plus petites, avec de fortes valeurs de localisation sont peuplées par les microcavités. A des dimensions intermédiaires entre ces deux cas extrêmes, il y a les nanoguides présentant de plus faibles valeurs de facteur f et à des longueurs plus grandes que les guides à cristal photonique de faibles dimensions et à forte localisation.

Les frontières des différentes zones sont tracées de manière qualitative et ne sont là qu'à titre indicatif. Il est bien sûr évident que ces frontières sont floues en réalité et représentent l'état de l'art à un instant donné et ne constituent en aucun cas des limites infranchissables. Toutefois, nous nous rapporterons à ce diagramme dans le vocabulaire de structure que nous utiliserons.

1.5 Conclusion

Par l'intermédiaire de ce chapitre, nous avons introduit les éléments de bases pour comprendre le travail présenté dans ce manuscrit concernant l'optique non-linéaire dans les structures à fort confinement du champ. Nous avons effectué les rappels nécessaires afin de comprendre les différents processus non-linéaires qui ont lieu dans les semi-conducteurs. Il y a les effets agissant sur l'amplitude du champ : l'absorption à deux photons et absorption à deux photons croisée (TPA et XPA), l'absorption des porteurs libres (FCA) et la diffusion Raman stimulée ; et les effets agissant sur la phase de l'onde : l'effet Kerr et l'effet Kerr croisé, et la réfraction des porteurs libres (FCR). Nous avons présenté le formalisme de la théorie du champ local et montré comment celui-ci peut être étendu à l'étude des structures à fort confinement du champ. Nous avons présenté le renforcement du champ et son effet sur les processus non-linéaires et avons relié l'augmentation du facteur de champ local f à la réduction de la vitesse de groupe dans un milieu structuré ou au facteur de qualité d'une cavité. Finalement, nous avons procédé à un état de l'art général des guides à fort confinement du champ.

Nous nous attacherons dans un premier temps à procéder à une vérification expérimentale de

l'exaltation des non-linéarités dans un guide à cristal photonique d'arséniure de gallium (GaAs), par réduction de la vitesse de groupe.

Exaltation des non-linéarités dans un guide à cristal photonique de GaAs

Dans ce chapitre, nous présentons une caractérisation expérimentale de la propagation en régime non-linéaire dans un guide à cristal photonique d’Arséniure de Gallium (GaAs). Nous montrons pour la première fois de manière quantitative comment la localisation du champ agit sur le renforcement des effets non-linéaires tels que l’absorption à deux photons (TPA), l’effet Kerr optique et les variations d’indice dues aux porteurs libres (FCR) générées par l’absorption à deux photons. Nous présenterons l’échantillon étudié ainsi que les outils de caractérisation expérimentale, l’expérience mettant en évidence l’exaltation des effets non-linéaires et l’accord quantitatif entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux. Finalement, nous présenterons une étude théorique de la propagation non-linéaire pour ce type de guide en régime picoseconde.

Sommaire

2.1	Echantillon et Outils de caractérisation	36
2.1.1	Présentation de l’échantillon	36
2.1.2	Outils de caractérisation expérimentale	40
2.2	Exaltation des non-linéarités par la localisation du champ	43
2.2.1	Mise en évidence de la localisation	43
2.2.2	Exaltation de l’absorption à deux photons	48
2.2.3	Exaltation des effets de phase	51
2.3	Etude théorique de la propagation non-linéaire dans un guide à cristal photonique de GaAs en régime picoseconde.	55
2.3.1	Propagation non-linéaire dans le guide : influence de la localisation et de la longueur d’interaction	55
2.3.2	Longueurs non-linéaires et localisation	62
2.4	Conclusion	67

2.1 Echantillon et Outils de caractérisation

2.1.1 Présentation de l'échantillon

La structure

Notre objectif est de démontrer expérimentalement l'exaltation des effets non-linéaires dans un guide à cristal photonique, par ralentissement du mode de propagation. L'étude de telles structures s'inscrit dans un contexte de recherche très compétitif et est souvent restreint à une étude en régime linéaire. Toutefois le moment de l'étude présentée dans cette section a coïncidé avec le début des études du régime non-linéaire dans les structures à cristal photonique. L'effet attendu du renforcement de l'interaction non-linéaire n'avait alors jamais été expérimentalement montré de manière quantitative.

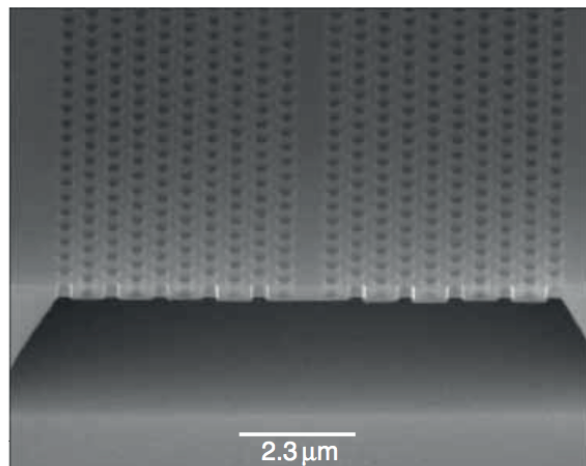
Ce travail a fait l'objet d'une collaboration avec l'équipe d'Alfredo de Rossi et Sylvain Combré de Thales Research and Technology (TRT). L'équipe d'A. de Rossi a démontré une parfaite maîtrise de la conception et de la réalisation de guides à cristal photonique à faible atténuation linéaire dans la filière GaAs.

L'échantillon (voir figure 2.1) a été réalisé par lithographie électronique en utilisant une résine positive suivie d'une gravure ionique réactive afin de définir une maille de trous hexagonale dans un masque brut de silice. La période a de la maille vaut 418 nm avec un diamètre de trou valant $r = 0.287a$. Les rangées de trous forment une structure de 1 mm de long et de $10\sqrt{3}a$ de large, avec une rangée omise dans la direction ΓK . Une hétérostructure constituée d'une couche sacrificielle d'InGaP de 2 μm d'épaisseur (adaptée à la maille du GaAs), suivie d'une couche de 300 nm ($0.72a$) de GaAs ont été utilisées comme matériaux de départ. Le transfert vers le semi-conducteur a été produit par gravure plasma de haute densité [22]. La couche sacrificielle a été retirée par une attaque chimique à l'acide chlorhydrique. L'échantillon a ensuite été clivé en barre de 1 mm afin de permettre le couplage par injection directe dans le défaut linéaire du guide à cristal photonique. Le résultat final est une structure W1 de GaAs avec une gaine de trous d'air, de 300 nm d'épaisseur, suspendu sur une membrane (voir photo 2.1). L'aire effective modale du guide vaut $A_{\text{eff}} = 0.1 \mu\text{m}^2$.

Tous les paramètres choisis définissent une fenêtre de transmission monomode pour le guide s'étalant sur une gamme spectrale allant de 1525 à 1630 nm (voir figure 2.2). En-dessous de 1525 nm, la transmission chute brutalement à cause des fuites intrinsèques du mode dans la structure. 1630 nm correspond à la longueur d'onde de coupure pour le mode fondamental du guide W1. Une diminution de la vitesse de groupe est attendue vers les plus hautes longueurs d'onde.

Une méthode Fabry-Pérot de caractérisation a été utilisée pour déterminer les pertes. Une

Figure 2.1. Image prise au microscope électronique à balayage du guide W1 de GaAs, de 1 mm de long, à caractériser [24]. La période de la maille vaut 418 nm. Le diamètre des trous vaut 120 nm. L'aire effective du mode de propagation vaut $A_{\text{eff}} = 0.1 \mu\text{m}^2$. La membrane sur laquelle est suspendue la structure est épaisse de 300 nm.



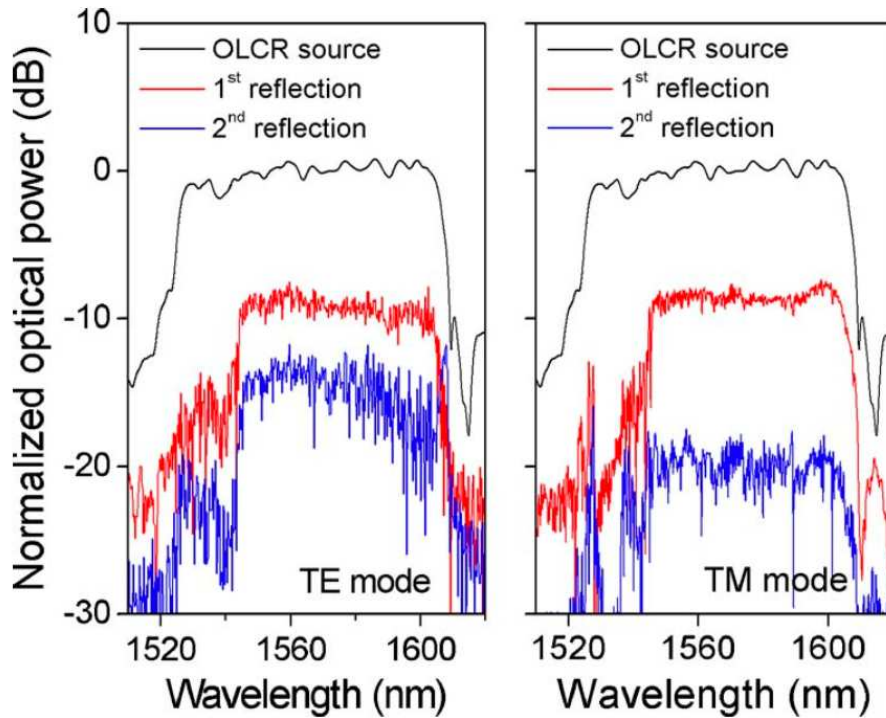


Figure 2.2. Spectres du signal réfléchi à la face d'entrée après un et deux allés-retours dans un guide à cristal photonique d'arséniure de gallium du type de celui que l'on a utilisé de 1 mm de long : (a) mode TE (b) mode TM [24].

analyse fine de l'espacement entre les franges combinée à un modèle de réflexion pour les faces d'entrée et de sortie du guide ont permis de déterminer un coefficient d'atténuation de 4.5 dB/cm [25]. Cette dernière information permettra par la suite, de négliger l'absorption linéaire du guide, puisqu'elle est inférieure à 1 dB/mm.

Le matériau

Le guide est gravé dans de l'arséniure de gallium qui est un matériau semi-conducteur de la filière III-V. L'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium vaut $E_g = 1.424$ eV, ce qui est au-dessus de l'énergie d'un photon à la longueur d'onde de travail autour de 1550 nm (d'énergie 0.8 eV), mais inférieur à l'énergie de deux photons (1.6 eV). Dans de telles conditions, l'arséniure de gallium est un bon candidat pour observer le phénomène d'absorption à deux photons.

La valeur du coefficient d'absorption à deux photons du GaAs massif ($\beta_{\text{TPA}} = 10$ cm/GW [26, 27]) est très élevée pour ce matériau, plus d'un ordre de grandeur supérieur à celui du silicium par exemple ($\beta_{\text{TPA}}^{\text{Si}} = 0.8$ cm/GW [26]), ce qui renforce son potentiel pour la caractérisation non-linéaire. De plus, ce matériau présente d'autres effets non-linéaires tels que l'effet Kerr et la réfraction des porteurs libres qu'il est intéressant d'analyser pour notre étude.

Listons l'ensemble des effets non-linéaires dont il faut tenir compte afin d'effectuer une simulation complète de la propagation des impulsions dans le guide ainsi que les coefficients pertinents proportionnels au tenseur de susceptibilité. Le tableau 2.1 regroupe l'ensemble des effets non-linéaires dont il faut tenir compte avec les coefficients non-linéaires correspondant ainsi que des références bibliographiques où ceux-ci peuvent être trouvés. Nous indiquons aussi le facteur correctif qu'il faut appliquer à l'effet non-linéaire, comme nous l'avons discuté dans le chapitre 1. L'absorption à deux photons et l'effet Kerr sont des effets d'ordre trois et doivent donc être renforcés par un facteur f^4 . En revanche, la réfraction des porteurs libres est un effet non-linéaire d'ordre cinq effectif, car il s'agit du mélange d'un processus linéaire non instantané (polarisabilité des porteurs libres) et d'un processus d'ordre trois (génération de porteurs par absorption à deux photons). Ainsi le facteur correctif total vaut : $f^2 \times f^4 = f^6$ (voir section 1.3.2 du chapitre 1).

Table 2.1. Liste des différents effets non-linéaires, de leurs coefficients et du renforcement correspondant.

Effets non-linéaire	Symbole	Valeur	Provenance	Renforcement
TPA	β_{TPA}	10 cm/GW	[26]	f^4
Kerr	n_2	1.6×10^{-17} m ² /W	[26]	f^4
FCR	σ_n	-7×10^{-21} cm ³	Drude-Lorentz	f^6
FCA	σ_a	3.7×10^{-18} cm ²	Drude-Lorentz	f^6

Deux de ces coefficients sont calculés. Il s'agit des coefficients de réfraction et d'absorption des porteurs libres pour le GaAs, notés σ_n et σ_a respectivement. Ceux-ci peuvent être calculés par le modèle de Drude-Lorentz :

$$\sigma_n = -\frac{e^2}{2\epsilon_0 n_0 \omega^2} \frac{E_g^2}{(E_g^2 - \hbar^2 \omega^2)} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (2.1)$$

$$\sigma_a = \frac{2e^3}{\epsilon_0 n_0 \omega^2} \frac{E_g^2}{(E_g^2 - \hbar^2 \omega^2)} \left(\frac{1}{\mu_e m_e^{*2}} + \frac{1}{\mu_h m_h^{*2}} \right) \quad (2.2)$$

Le tableau 2.2 recense les valeurs des différents paramètres utilisés pour effectuer l'application numérique. Dans l'équation (2.1), le terme en $1/m_h^*$ peut être négligé parce que la masse effective des trous dans le GaAs est dix fois plus élevée que la masse effective des électrons.

Table 2.2. Paramètres utilisés pour l'application numérique de σ_n et σ_a .

Paramètres	Symbole	Valeur	Provenance
Constante diélectrique du vide	ϵ_0	8.85×10^{-12} F/m	-
Charge de l'électron	e	1.602×10^{-19} C	-
Masse de l'électron	m_e	9.11×10^{-31} kg	-
Masse effective des électrons dans le GaAs	m_e^*	$0.067 m_e$	[28]
Masse effective des trous dans le GaAs	m_h^*	$\approx 10 m_e^*$	[28]
Mobilité des électrons dans le GaAs	μ_e	0.8 m ² /V/s	[28]
Mobilité des trous dans le GaAs	μ_h	$\approx \frac{\mu_e}{20}$	[28]
Indice du GaAs à $1.55 \mu\text{m}$	n_0	3.37	[28]
Fréquence optique	ω	1.213×10^{15} rad/s	Exp

Les termes d'absorption à deux photons et d'absorption des porteurs libres s'écrivent de la manière suivante dans l'équation de propagation non-linéaire pour l'enveloppe du champ $A(z, t)$, en négligeant les termes de phase :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} &= - (f^4 \beta_{\text{TPA}} |A(z, t)|^2 + f^2 \sigma_a N(z, t)) A(z, t) \\ &= - (\alpha_{\text{TPA}} + \alpha_{\text{FCA}}) A(z, t) \end{aligned} \quad (2.3)$$

La densité de porteurs $N(z, t)$ est déterminée par l'équation de génération :

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = f^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I(z, t)^2 \quad (2.4)$$

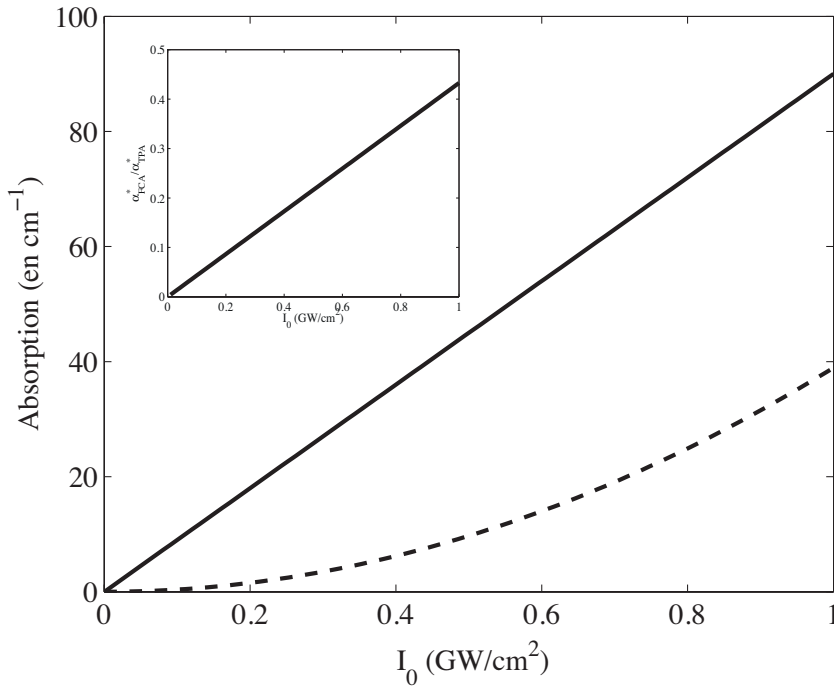


Figure 2.3. Absorption des porteurs libres (α_{FCA}^* en pointillé) et absorption à deux photons (α_{TPA}^* en trait continu) en fonction de l'intensité crête de l'impulsion pour un facteur de champ local $f = \sqrt{3}$, correspondant à une vitesse de groupe de $c/10$. L'encart représente le rapport $\frac{\alpha_{\text{FCA}}^*}{\alpha_{\text{TPA}}^*}$, qui lui ne dépend pas de β_{TPA}

où nous négligeons le terme de recombinaison des porteurs libres (typiquement de l'ordre de la centaine de picosecondes), car celui-ci est très grand par rapport à la durée des impulsions dans le régime que nous souhaitons étudier et où $I(z, t) = |A(z, t)|^2$, d'après les conventions que nous avons établi par l'équation (1.16). Nous pouvons maintenant, faire un calcul très approché sur les ordres de grandeurs pour connaître l'importance relative de l'absorption des porteurs libres par rapport à l'absorption à deux photons. On peut trouver une borne supérieure à la densité de porteurs libres générés, en considérant une impulsion carrée de $(2T) \approx 10$ ps de large et dont l'intensité est égale à l'intensité crête $I(0, 0) = I_0$ de l'impulsion à l'entrée du guide. Dans ce cas, la densité de porteurs peut être prise comme étant inférieure à N^* :

$$N(z, t) < N^* = f^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I_0^2 \times (2T) \quad (2.5)$$

Par conséquent, on peut aussi donner une borne supérieure pour la valeur de α_{FCA} :

$$\alpha_{\text{FCA}} < \alpha_{\text{FCA}}^* = f^6 \sigma_a N^* = f^6 \sigma_a \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I_0^2 (2T) \quad (2.6)$$

De la même façon, on peut écrire une formule pour l'absorption à deux photons égale à :

$$\alpha_{\text{TPA}}^* = f^4 \beta_{\text{TPA}} I_0 \quad (2.7)$$

La figure 2.3 montre l'évolution de α_{FCA}^* et de α_{TPA}^* en trait pointillé et continu respectivement sur l'intervalle 0 - 1 GW/cm^2 pour un facteur de champ local $f = \sqrt{3}$ correspondant à une vitesse de groupe d'environ $c/10$. Ces deux courbes ont été tracées en utilisant les formules (2.6) et (2.7). On peut voir que pour ces gammes d'intensité crête et pour $f < \sqrt{3}$, la courbe d'absorption à deux photons est toujours nettement au-dessus de la courbe d'absorption des porteurs libres, si bien que l'on peut faire l'approximation $\alpha_{\text{FCA}} \ll \alpha_{\text{TPA}}$ dans nos conditions expérimentales.

À partir des expressions de α_{FCA}^* et de α_{TPA}^* , nous pouvons en déduire l'expression du rapport des deux grandeurs :

$$\frac{\alpha_{\text{FCA}}^*}{\alpha_{\text{TPA}}^*} = f^2 \frac{\sigma_a}{2\hbar\omega} I_0 (2T) \quad (2.8)$$

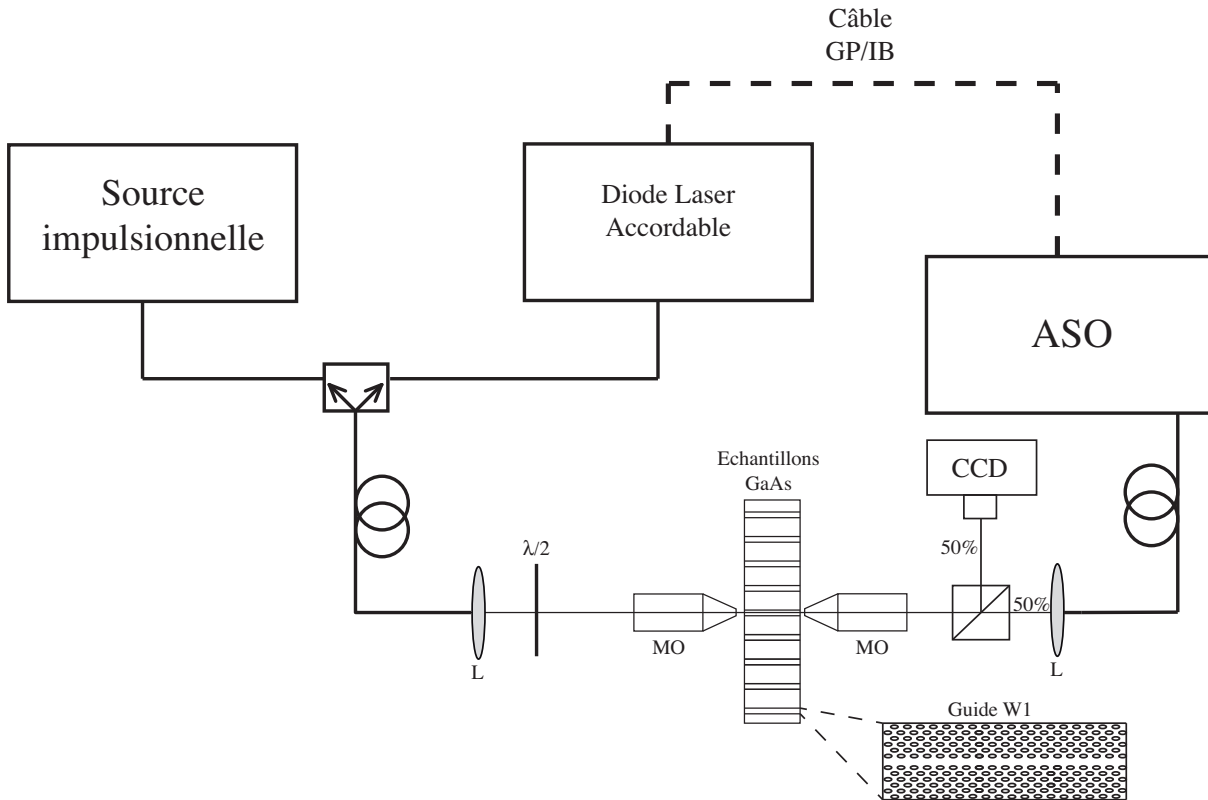


Figure 2.4. Dispositif expérimental pour la caractérisation du guide W1 de GaAs, composé d'une source non-linéaire et d'une diode laser accordable pour la spectroscopie linéaire. L'analyseur de spectre optique (ASO) pilote la source laser accordable par l'intermédiaire d'un câble GP/IB. Ceci permet d'effectuer une mesure du spectre automatiquement tout en faisant varier la longueur d'onde de la source. L : lentille pour collimater ou injecter le faisceau. MO : objectif de microscope pour injecter ou extraire la lumière du guide. CCD : Caméra CCD en InGaAs.

Ainsi, nous constatons que le rapport des deux ne dépend pas du coefficient d'absorption à deux photons β_{TPA} , mais croît linéairement avec l'intensité-crête, la durée d'impulsion et le carré du facteur de champ local. L'encart de la figure 2.3, montre l'évolution de ce rapport avec l'intensité-crête I_0 dans les conditions que nous nous sommes fixées.

2.1.2 Outils de caractérisation expérimentale

Nous présentons dans cette section l'ensemble des outils expérimentaux utilisés pour la caractérisation de l'échantillon. Ces outils sont constitués d'un montage de spectroscopie, d'une source non-linéaire et d'une procédure de réglage.

Le montage

Nous souhaitons effectuer une spectroscopie linéaire et non-linéaire du guide W1 de GaAs afin de le caractériser. La figure 2.4 présente le schéma du banc d'injection utilisé pour effectuer cette spectroscopie. Le faisceau délivré par la source continue ou impulsionnelle est injecté sur le banc par l'intermédiaire d'une fibre optique monomode de type SMF28. Pour ne pas avoir à se soucier de l'automodulation de phase dans la fibre en régime non-linéaire, nous en utilisons une courte de 20 cm de long seulement. Nous immobilisons la fibre dans une position fixe afin de ne pas modifier la polarisation linéaire de l'onde sortant des sources. Nous avons mesuré un taux de polarisation supérieur à 95% à la sortie de la fibre. En sortie du coupleur de fibre, une lame

demi-onde (notée $\lambda/2$) est insérée afin d'ajuster la direction de polarisation du faisceau incident sur le mode TM du guide. L'injection dans le guide est réalisée grâce à un objectif de microscope avec un grossissement de 63 et une ouverture numérique de 0.85. Un second objectif identique au précédent assure la collimation du faisceau transmis en sortie du guide qui est alors injecté dans une seconde fibre monomode et reliée à un analyseur de spectre optique (ASO) ayant une résolution de 0.02 nm. Le modèle de l'ASO est ANDO AQ6317B.

Afin de s'assurer que le flux analysé provient bien du guide, une image de sa face de sortie est projetée sur une caméra CCD en InGaAs au travers d'une lame séparatrice 50/50 insérée entre l'objectif de sortie et la fibre reliée à l'ASO. Une source à diode laser monomode est reliée au montage pour l'alignement du banc et l'optimisation de l'injection dans le mode TM des guides. Les deux objectifs de microscope sont montés sur deux systèmes de translation XYZ disposant de trois actionneurs piézoélectriques. Le faisceau signal issu de l'OPO est ensuite injecté dans la fibre d'entrée du banc.

Pour la caractérisation linéaire, nous utilisons une diode laser émettant en continu (ANDO AQ4320D) à une longueur d'onde précise, accordable entre 1520 et 1620 nm. L'analyseur de spectre optique et cette source sont interfacés grâce à un câble de communication numérique (GP-IB). Ainsi, l'analyseur de spectre optique pilote la source en effectuant un balayage en longueur d'onde de la diode laser et effectue une mesure simultanée de la puissance spectrale transmise dans une gamme de longueur définie par l'opérateur dans la fenêtre comprise entre 1520 et 1620 nm, correspondant à l'intervalle sur lequel la diode est accordable. L'intérêt de cette configuration est de permettre une résolution sur la mesure, limitée par la résolution de la diode laser dont l'incrément minimal en longueur d'onde vaut 1 pm par rapport à la résolution maximale de l'analyseur de spectre seul, dont la résolution n'est que de 20 pm.

La source impulsionnelle : un oscillateur paramétrique optique

Pour caractériser les échantillons en régime non-linéaire, nous avons développé une source impulsionnelle spécifique picoseconde autour de 1550 nm [29]. L'utilisation d'impulsion picoseconde permet de fixer une résolution temporelle dans une expérience de type pompe-sonde et d'assurer une forte puissance crête nécessaire à l'obtention des effets non-linéaires. La source doit être largement accordable autour de 1550 nm, correspondant à des longueurs d'onde typiquement utilisées pour les télécommunications optiques. Cette dernière propriété est importante pour sonder les structures à cristal photonique semi-conductrices pour lesquelles la vitesse de groupe ainsi que les effets non-linéaires tels que l'absorption à deux ou trois photons dépendent très fortement de la longueur d'onde. La dépendance en longueur d'onde pour la vitesse de groupe provient de la structure de bande interdite photonique, alors que la dépendance des effets non-linéaires provient du semi-conducteur lui-même par l'intermédiaire de sa bande interdite électronique.

Pour pouvoir bénéficier d'un régime d'exaltation non-linéaire intéressant, il faut coupler efficacement les impulsions de la source dans les modes résonnants des structures à cristal photonique (qu'il s'agisse d'un guide ou d'une microcavité). Le choix d'impulsions picosecondes

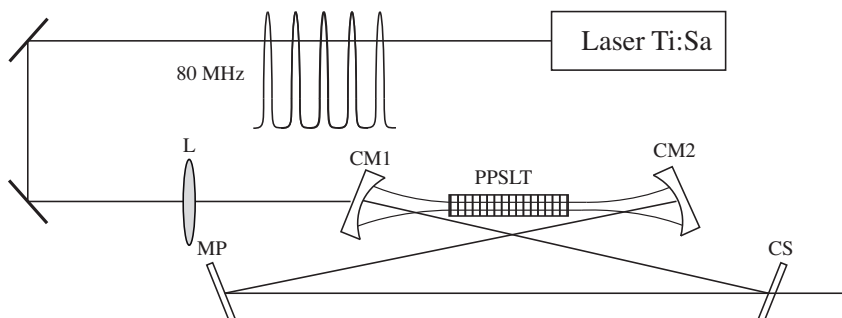


Figure 2.5. Schéma de la cavité en anneau disposée en configuration *bow tie*. Le cristal non-linéaire de PPSLT est monté dans un four régulé en température. MC : miroir concave. MP : miroir-plan. CS : Coupleur de sortie.

permet d'établir un compromis entre la durée de chaque impulsion et la bande passante du spectre de la source. La largeur spectrale d'une impulsion de 10 ps (demi-largeur à 1/e) vaut 100 GHz. Cette largeur spectrale permet de coupler efficacement l'impulsion dans des cavités dont le facteur de qualité Q est proche de 2000 à 1550 nm. En plus de la durée d'impulsion, il faut obtenir une grande précision sur l'accordabilité en longueur d'onde.

En plus du critère de puissance crête permettant d'atteindre le régime non-linéaire, il faut que la puissance moyenne de la source soit suffisamment importante afin de pouvoir la détecter avec une instrumentation standard (analyseur de spectre optique, détection synchrone, etc.). Ceci impose donc une gestion de la fréquence de répétition des impulsions. Le cahier des charges ainsi fixé élimine d'emblée les sources laser à fibres dopées Erbium. Malgré leur simplicité à mettre en place, leur utilisation très répandue dans les expériences d'optique non-linéaire pour les télécommunications et leur disponibilité commerciale, ce type de sources ne sont accordables que sur des gammes spectrales assez étroites (30 nm typiquement). Notre choix s'est donc porté sur la réalisation d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) fonctionnant en régime picoseconde, pompé par un laser Ti :Saphir (Ti :Sa).

Nous avons opté pour la conception d'une cavité stable en anneau en forme de *bow tie*, simplement résonante. L'OPO est pompé par un laser Ti :Sa délivrant des impulsions de 10 picosecondes à une fréquence de répétition de $\nu_{\text{rep}} = 80$ MHz et une puissance maximale de 1.7 W (voir schéma 2.5). La longueur d'onde de pompe est fixée à 725 nm. La cavité est constituée de deux miroirs concaves (CM), d'un miroir plan (MP) et d'un coupleur de sortie (CS). La réflectivité du coupleur de sortie vaut 80% sur la gamme 1550-1640 nm avec un traitement anti-reflet, afin d'évacuer le faisceau complémentaire. Les autres miroirs ont une réflectivité proche de 100% entre 1300-1600 nm. La longueur de la cavité est ajustée afin que la durée du trajet des photons dans celle-ci coïncide avec la fréquence de répétition du laser de pompe. Ainsi, l'OPO fonctionne en régime de pompage synchrone.

Nous avons utilisé un cristal de PPSLT (periodically poled stoichiometric LiTaO₃). Un tel cristal utilise le quasi-accord de phase, offrant la possibilité de travailler avec des coefficients non-linéaires inaccessibles dans le matériau massif. Les longueurs d'interaction accessibles sont importantes grâce à l'absence d'effet de walk-off spatial.

La longueur du cristal de PPSLT est de 20 mm et ses faces sont traitées anti-reflet entre 1300 nm et 1600 nm ainsi qu'à la longueur d'onde de pompe. La période du cristal vaut 18 μm et sa température est maintenue à 127°C pour satisfaire la condition de quasi-accord de phase autour de 1550 nm.

La particularité de cet OPO est que les impulsions émises ont une durée comprise entre 10 et 15 ps et sont limitées par les conditions de Fourier (i.e. $\Delta t \Delta \omega \approx 1$, pour les largeurs temporelle et spectrale à 1/e), sans utiliser de dispositif de filtrage spectral à l'intérieur de la cavité [29].

Considérations sur le couplage et procédure de réglage

Pour pouvoir extraire des données de toutes les mesures que nous pouvons faire (spectroscopie ou transmission de puissance), il convient d'adopter des conventions sur les notations des différentes grandeurs pertinentes à la propagation dans le guide, à l'injection de l'onde et aux conditions expérimentales. Les puissances mesurées par notre montage (voir figure 2.4) sont mesurées en dehors du guide, alors que les puissances importantes pour la non-linéarité sont les puissances effectivement injectées. On distinguera ainsi la puissance d'entrée et de sortie, avant et après injection et collimation par les objectifs de microscopes, notée P_e et P_s respectivement, de la puissance d'entrée et de sortie, à l'intérieur du guide, notée $P(0)$ et $P(L)$ respectivement. Le schéma de la figure 2.6 illustre cette convention. Ces quatre grandeurs sont reliées entre elles par

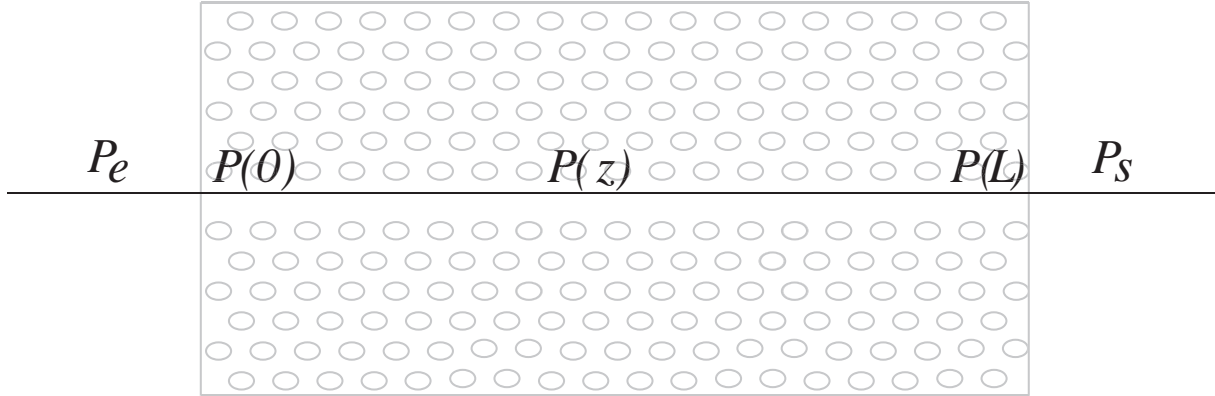


Figure 2.6. Schéma du guide présentant les conventions de notation pour les puissances. P_e : puissance d'entrée à l'extérieur du guide. P_s : puissance de sortie à l'extérieur du guide. $P(0)$: puissance d'entrée dans le guide. $P(L)$: puissance de sortie dans le guide. $P(z)$: puissance dans le guide après une longueur de propagation z quelconque.

les coefficients de couplage en entrée et en sortie du guide, notés κ_e et κ_s respectivement. Ces coefficients de couplage tiennent compte des pertes d'insertion dans le mode guidé, ainsi que des pertes dues aux objectifs de microscope. Ainsi, en effectuant une mesure de transmission par exemple, nous effectuons donc la mesure de P_s en fonction de P_e :

$$P_s = \kappa_s P(L) = f(P_e) = f\left(\frac{P(0)}{\kappa_e}\right) \quad (2.9)$$

Si nous négligeons l'atténuation linéaire qui est inférieure à 1 dB/mm, le régime linéaire doit correspondre à une évolution de la puissance de sortie du guide suivant l'équation :

$$P_s = \kappa_s P(L) = \kappa_s P(0) = \kappa_s \kappa_e P_e \quad (2.10)$$

Le problème de cette dernière équation d'un point de vue pratique est qu'elle ne permet pas, à partir d'une mesure de transmission, de déterminer les coefficients de couplage κ_e et κ_s . Nous avons donc mis au point une procédure de réglage permettant de s'assurer que ces deux coefficients sont identiques. Cette procédure consiste, pour toute mesure à s'assurer que l'injection est symétrique. Ainsi, en reprenant le montage décrit par le schéma 2.4, si l'on enlève le cube séparateur, on peut s'assurer que le montage est symétrique en permutant l'analyseur de spectre et la source. Pour cela, nous utilisons deux objectifs de microscope parfaitement identiques et nous optimisons et égalisons la transmission du montage dans les deux directions de propagation. Les résultats étant identiques dans le cas où on effectue la permutation, et les différences de mesures étant négligeables, nous pouvons faire l'hypothèse que les coefficients de couplages sont quasiment les mêmes en entrée et en sortie de guide. En régime linéaire, cela donne donc :

$$P_s = \kappa_s \kappa_e P_e \approx \kappa^2 P_e \quad (2.11)$$

2.2 Exaltation des non-linéarités par la localisation du champ

2.2.1 Mise en évidence de la localisation

Pour pouvoir mettre en évidence, de manière expérimentale, comment la localisation influence l'exaltation de la non-linéarité, il faut mesurer le facteur de champ local. Dans le cas du guide W1, cela revient à mesurer la vitesse de groupe de l'onde se propageant à l'intérieur du guide. Nous montrons ici qu'en modélisant le guide par un interféromètre de Fabry-Perot, nous pouvons effectuer cette mesure.

Transmission Fabry-Perot du guide à cristal photonique

En première approximation, nous pouvons considérer le guide à cristal photonique de GaAs comme un résonateur de Fabry-Perot à faibles coefficients de réflexion (R_1 et R_2) pour les miroirs, i.e. dont la finesse est faible (voir schéma 2.7).

Si l'on injecte un laser monochromatique de faible puissance dans le guide, nous pouvons mesurer le coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde du laser (spectroscopie linéaire en transmission). Ainsi, en faisant varier la longueur d'onde de transmission, nous devons voir apparaître les franges typiques de Fabry-Perot. La transmission d'une cavité de Fabry-Perot est décrite par :

$$T(\omega) = \frac{T_1 T_2}{|1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{2i\phi(\omega)}|^2} \quad (2.12)$$

où T_1 et T_2 sont les coefficients de transmission des faces d'entrée et de sortie respectivement. En incidence normale et pour un guide de longueur L , on peut effectuer un développement du dénominateur de l'équation précédente :

$$T(\omega) = \frac{T_1 T_2}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos [2\phi(\omega)]} \quad (2.13)$$

En considérant que les coefficients de réflexion sont faibles, on peut écrire que $R_1 R_2 \ll 1$ et que $2\sqrt{R_1 R_2} \cos (2\phi) \ll 1$ ce qui permet de réécrire (2.13) sous la forme :

$$T(\omega) \approx T_1 T_2 \left(1 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cos [2\phi(\omega)] \right) \quad (2.14)$$

Le coefficient de transmission étant défini comme le rapport entre la puissance transmise sur la puissance incidente $T = P(L)/P(0)$, on peut alors donner la formule de la puissance à l'extérieur du guide :

$$P_s = \frac{\kappa_s}{\kappa_e} P_e T_1 T_2 \left(1 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cos [2\phi(\omega)] \right) \quad (2.15)$$

L'expression de la phase est donnée par :

$$\phi(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} L \quad (2.16)$$

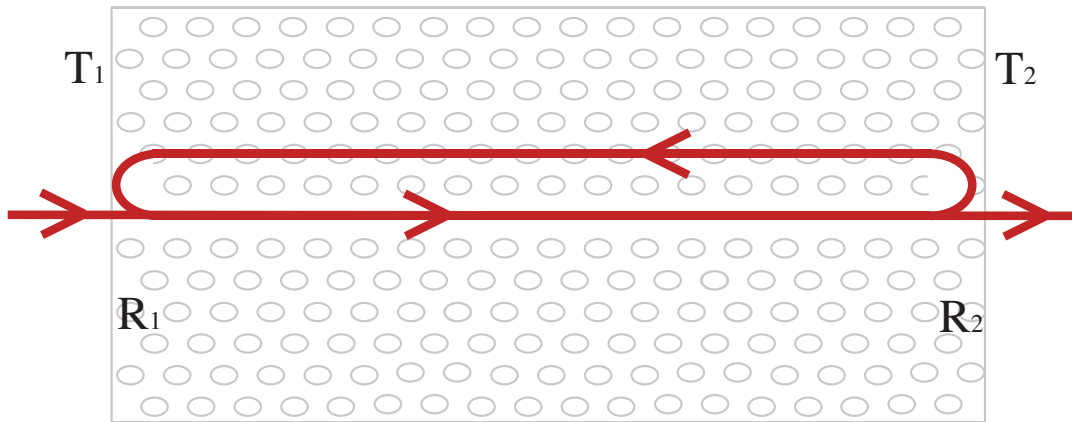


Figure 2.7. Illustration de la modélisation du guide W1 par un interféromètre de Fabry-Perot. R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion des miroirs d'entrée et de sortie respectivement. T_1 et T_2 représentent les coefficients de transmission.

Considérons à présent un mode résonant de l'interféromètre à la fréquence ω_0 , tel que le mode suivant soit à $\omega_0 + \Delta\omega$, avec $\Delta\omega \ll \omega_0$. Le déphasage entre ces deux modes s'écrit :

$$\phi(\omega_0 + \Delta\omega) - \phi(\omega_0) = n(\omega_0 + \Delta\omega) \frac{(\omega_0 + \Delta\omega)}{c} L - n(\omega_0) \frac{\omega_0}{c} L = \pi \quad (2.17)$$

Cette dernière équation peut se réécrire :

$$\left(n(\omega_0) + \Delta\omega \frac{dn}{d\omega}(\omega_0) \right) (\omega_0 + \Delta\omega) - n(\omega_0) \omega_0 = \pi \frac{c}{L} \quad (2.18)$$

pourvu que $\Delta\omega \frac{dn}{d\omega} \ll n(\omega_0)$. Au premier ordre en $\Delta\omega$, on obtient :

$$n(\omega_0) + \omega_0 \frac{dn}{d\omega}(\omega_0) = \frac{\pi c}{L \Delta\omega} \quad (2.19)$$

On reconnaît ici la définition de l'indice de groupe n_g et puisque $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$, on peut écrire :

$$n_g(\lambda_0) = \frac{1}{2L} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda(\lambda_0)} \quad (2.20)$$

où $\Delta\lambda(\lambda_0)$ est l'intervalle spectral libre de la cavité autour de λ_0 . Ainsi une spectroscopie linéaire en transmission du guide à cristal photonique, permet de déduire le facteur de champ local $f = \sqrt{n_g/n_0}$ en fonction de la longueur d'onde par mesure de l'intervalle spectral libre.

Mesure du facteur de champ local

Maintenant que nous avons le modèle permettant de déterminer le facteur de champ local en fonction de la longueur d'onde, nous pouvons effectuer la mesure en utilisant le banc d'injection présenté par la figure 2.4. La diode laser est reliée au banc d'injection et on enregistre le spectre linéaire en transmission analysé par l'analyseur de spectre optique.

La figure 2.8 montre le spectre linéaire en transmission obtenue avec le dispositif expérimental décrit précédemment. Le spectre de transmission s'étend sur une gamme de longueur d'onde comprise entre 1540 et 1560 nm. La résolution de la mesure est de 0.001 nm, ce qui correspond à l'incrément minimal que l'on peut atteindre avec la diode laser. On observe les franges de Fabry-Perot sur cette figure et en agrandissant le spectre sur deux gammes de longueur d'onde différentes [1540-1545 nm pour la figure 2.8(b) et 1555-1560 nm pour la figure 2.8(c)], on s'aperçoit que le nombre de pics contenus dans ces fenêtres élargies est différent. Ainsi, l'écart spectral entre chaque pic diminue au fur et à mesure que l'on augmente la longueur d'onde de la source. D'après la formule (2.20), la diminution observée de $\Delta\lambda$ signifie que l'indice de groupe n_g du mode se propageant dans le guide augmente et donc que le mode ralentit (i.e. la vitesse de groupe v_g diminue).

A partir, de ces données, nous pouvons donc tracer l'évolution du facteur de champ local en fonction de la longueur d'onde. En utilisant la figure 2.8(a) et la formule (2.20), on peut tracer $n_g(\lambda)$. Les points calculés pour $n_g(\lambda)$ sont affichés sur le graphe 2.9 par des marqueurs avec un ajustement quadratique de ces points (trait continu). On observe l'augmentation nette de l'indice de groupe avec des valeurs allant de $n_g(1545 \text{ nm}) \approx 5.5$ à $n_g(1560 \text{ nm}) \approx 8$. Le mode est donc ralenti d'une vitesse de groupe de $c/5.5$ à $c/8$ sur une plage de 15 nm. La courbe en trait plein sur la figure 2.9(a) correspond à un ajustement quadratique que l'on utilise ensuite pour déterminer le facteur de champ local $f(\lambda)$ suivant la relation :

$$f(\lambda) = \sqrt{\frac{n_g(\lambda)}{n_{\text{GaAs}}}} \quad (2.21)$$

où n_{GaAs} est l'indice de l'arséniure de gallium massif et vaut 3.37. La courbe ainsi calculée est reportée sur le graphe de la figure 2.9(b). Nous observons une nette augmentation du facteur de champ local allant d'environ 1.2 à 1.5 entre 1545 et 1560 nm. Ainsi, on peut s'attendre à ce que les effets non-linéaires d'ordre trois (TPA et effet Kerr) soient exaltés par un facteur $f^4 = 2$ à 1545 nm et $f^4 = 5$ à 1560 nm. Les effets non-linéaires d'ordre cinq (FCR) seront exaltés entre $f^6 = 3$ et $f^6 = 11.4$ sur ces deux mêmes bornes respectivement. Le graphe (c) de la figure 2.9 montre cette évolution du renforcement en fonction de la longueur d'onde.

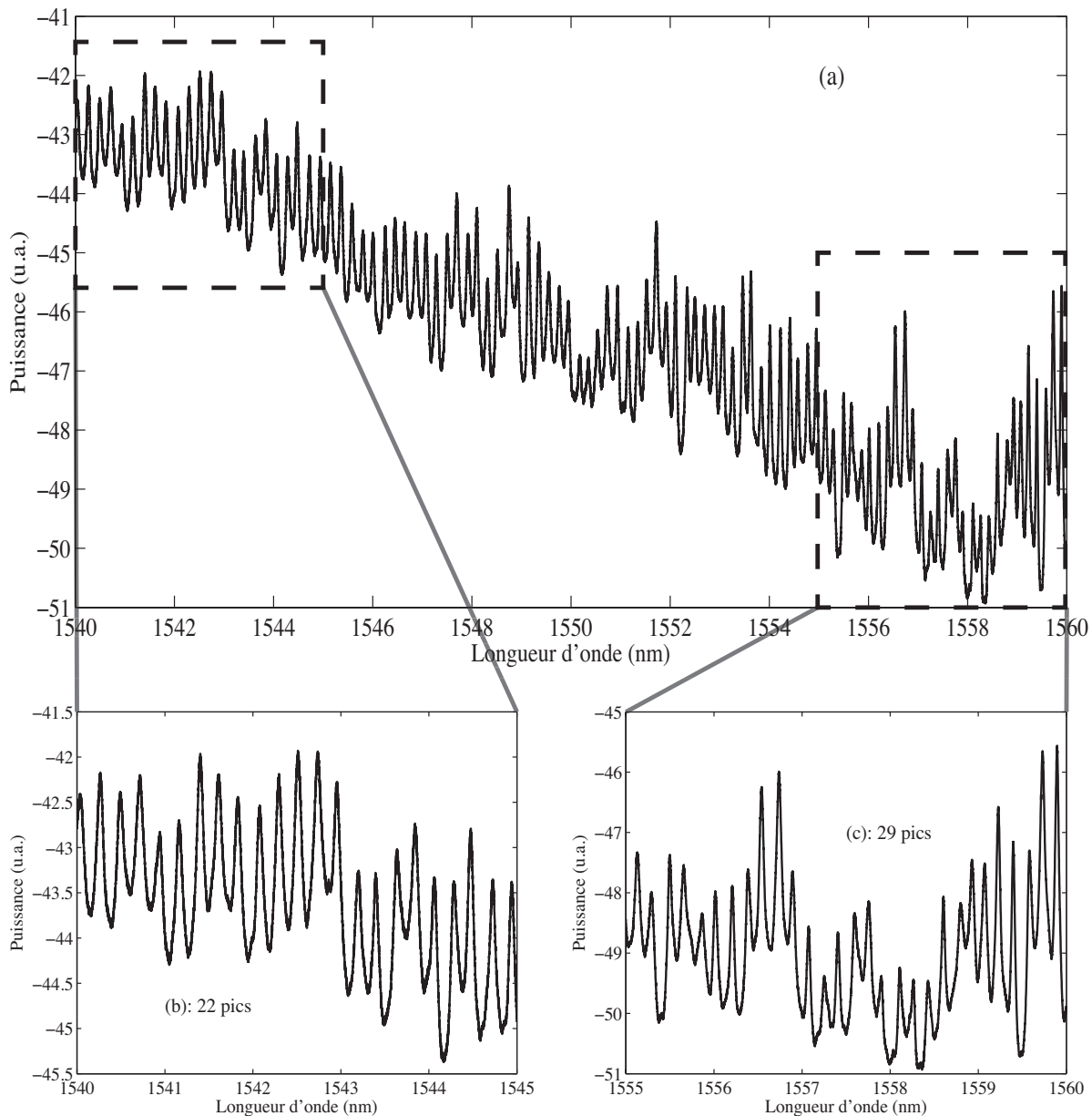


Figure 2.8. (a) Spectre linéaire en transmission du guide à cristal photonique pris entre 1540 et 1560 nm. On peut voir la modulation du spectre due aux interférences de Fabry-Perot dans le guide. Ce spectre a été obtenu avec une résolution de 0.001 nm. (b) Agrandissement de la figure (a) entre 1540 et 1545 nm. Nous observons qu'il y a 22 pics contenus dans cette fenêtre. (c) Agrandissement de la figure (a) entre 1555 nm et 1560 nm. Il y a 29 pics dans cette fenêtre, ce qui montre que l'écart entre les franges a diminué.

A partir de l'ajustement de $n_g(\lambda)$, nous pouvons calculer la dispersion de la vitesse de groupe $\beta_2(\lambda)$. β_2 est défini par :

$$\beta_2(\omega) = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g(\omega)} \right) = \frac{1}{c} \frac{dn_g(\omega)}{d\omega} \quad (2.22)$$

Si l'on réécrit cette définition en terme de longueur d'onde, on obtient :

$$\beta_2(\lambda) = -\frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \frac{dn_g(\lambda)}{d\lambda} \quad (2.23)$$

En utilisant, la courbe ajustée pour $n_g(\lambda)$ de la figure 2.9(a), on peut calculer $\beta_2(\lambda)$ et la longueur de dispersion $L_D(\lambda)$ pour une impulsion de durée $T = 10$ ps environ, correspondant au régime

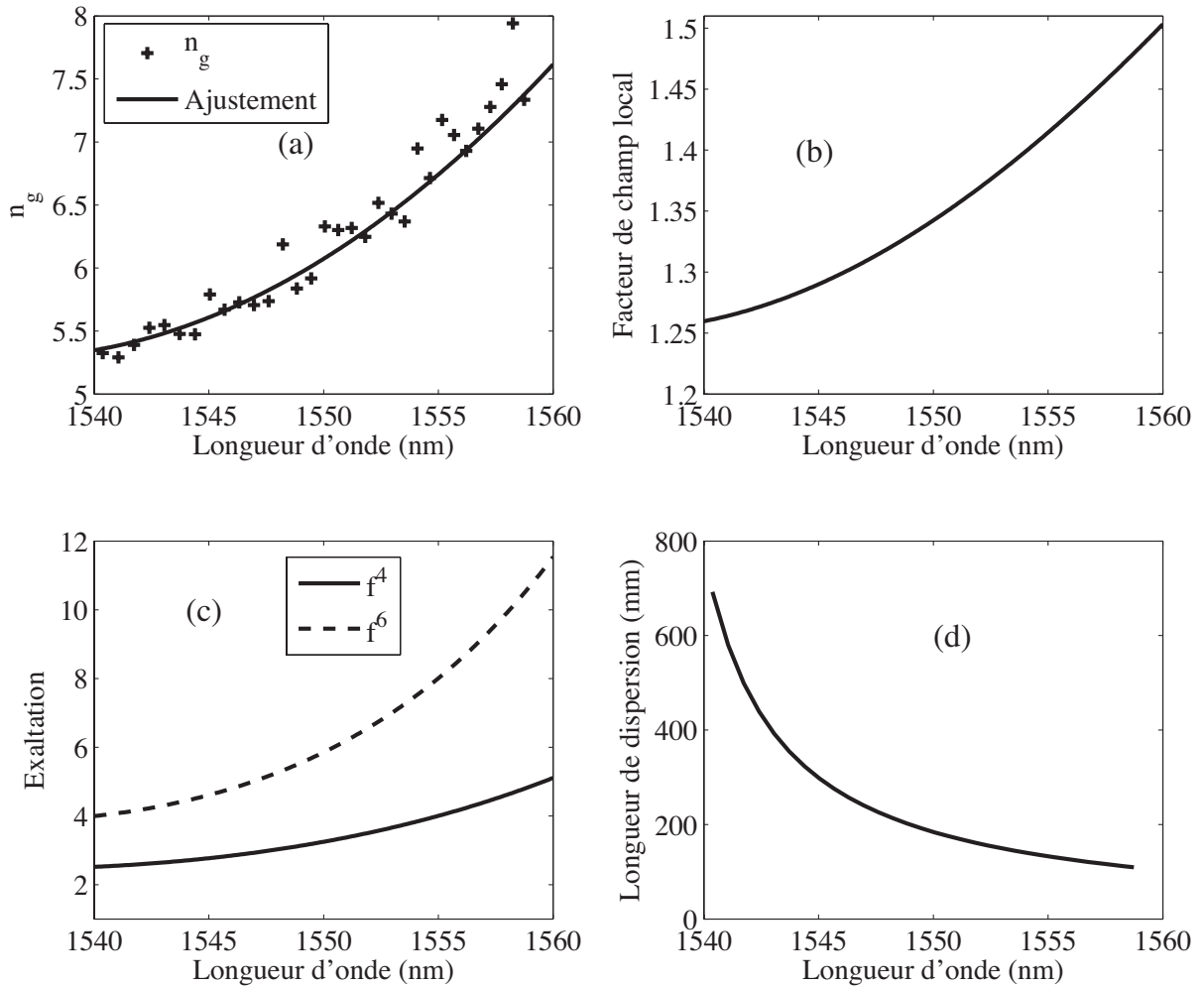


Figure 2.9. (a) Evolution de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde. Les marqueurs correspondent aux points calculés à partir de la figure 2.8 et le trait continu correspond à un ajustement quadratique des données expérimentales. (b) Evolution du facteur de champ local en fonction de la longueur d'onde. Cette courbe est calculée à partir de l'équation 2.21 et de la courbe ajustée de (a). (c) Exaltation des effets non-linéaires en fonction de la longueur d'onde. Les deux courbes sont calculées à partir de (b). La courbe en trait plein représente le renforcement du champ pour les effets non-linéaires d'ordre trois et la courbe en pointillé représente le renforcement pour les effets d'ordre cinq. (d) Courbe représentant la longueur de dispersion L_D , obtenue à partir de l'ajustement de la figure (a) pour n_g . Cette courbe est calculée pour une durée d'impulsion de 10 ps.

des impulsions de notre OPO, donnée par [2] :

$$L_D(\lambda) = \frac{T^2}{|\beta_2|} \quad (2.24)$$

La figure (2.9)(d) représente cette longueur de dispersion, exprimée en mm en fonction de la longueur d'onde. Dans le régime auquel nous nous intéressons, cette longueur de dispersion décroît entre 700 mm et 100 mm sur l'intervalle 1540-1560 nm, ce qui correspond à des dimensions largement au-dessus de la longueur du guide que l'on souhaite caractériser, si bien qu'on pourra faire l'approximation $L_D \gg L$ par la suite et négliger l'effet de la dispersion de la vitesse de groupe dans nos calculs. Ces données nous indiquent aussi, que pour des impulsions plus courtes (e.g. $T = 1$ ps), on arriverait à un régime où $L_D \approx L$ pour lequel, la prise en compte de la dispersion serait nécessaire, ce qui illustre la nécessité de bien mettre en accord le choix de la source impulsionnelle et la mesure à effectuer.

2.2.2 Exaltation de l'absorption à deux photons

Maintenant que nous avons pu déterminer l'évolution du renforcement du champ dans le guide à partir de la mesure de l'indice de groupe, nous pouvons caractériser l'échantillon en régime non-linéaire pour constater l'exaltation de la non-linéarité, d'une part, et la modéliser numériquement d'autre part. Pour cela, nous injectons le faisceau issu de l'OPO sur le banc de caractérisation. L'OPO délivre des impulsions de $(2T) = 12$ ps de largeur totale à 1/e à une cadence $\nu_{\text{rep}} = 80$ MHz.

Nous commençons par effectuer une mesure de la puissance en sortie du guide en fonction de la puissance en entrée, i.e. une mesure de P_s en fonction de P_e suivant les conventions présentées dans la section 2.1.2. Les points expérimentaux sont reportés sur le graphe de la figure 2.10 et ont été pris à la longueur d'onde de 1550 nm pour l'OPO. Avec notre procédure de réglage et en ayant supposé que le clivage en entrée et en sortie du guide produit des faces identiques aux extrémités du guide, nous pouvons supposer que le coefficient de couplage κ est identique en entrée et en sortie de guide. Ainsi, la pente à l'origine des données expérimentales fournit donc la valeur du coefficient de couplage κ . On mesure $\kappa = 0.57\%$. La droite du graphe 2.10 correspond à la droite d'équation :

$$P_s = \kappa^2 P_e \quad (2.25)$$

Les données expérimentales s'écartent très nettement de l'évolution linéaire, ce qui montre bien qu'on est en présence d'une absorption non-linéaire. Comme nous l'avons vu plus haut, l'énergie de la bande interdite du silicium vaut $E_g = 1.424$ eV, ce qui est au-dessus de l'énergie d'un photon à 1550 nm, dont l'énergie vaut 0.8 eV environ, mais est inférieur à l'énergie de deux photons (1.6 eV). Ainsi, ces points expérimentaux sont caractéristiques de l'absorption à deux photons.

L'absorption à deux photons est un processus non-linéaire d'ordre trois. Classiquement, l'équation différentielle régissant l'évolution de l'intensité de l'onde s'écrit :

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} = -\beta_{\text{TPA}} I^2(z) \quad (2.26)$$

Toutefois, puisqu'il s'agit d'un effet non-linéaire d'ordre trois dans un milieu à vitesse de groupe réduite, il faut tenir compte du facteur de champ local que nous avons mesuré au paragraphe précédent. A la longueur d'onde de 1550 nm, nous avons mesuré que le facteur de champ local valait $f = 1.35$. Pour l'absorption à deux photons, nous avons vu que l'exaltation se faisait par un facteur f^4 . On s'attend donc à un renforcement de la non-linéarité d'un facteur $f^4 = 3.3$. Il suffit pour cela, de remplacer la valeur du coefficient d'absorption à deux photons β_{TPA} du

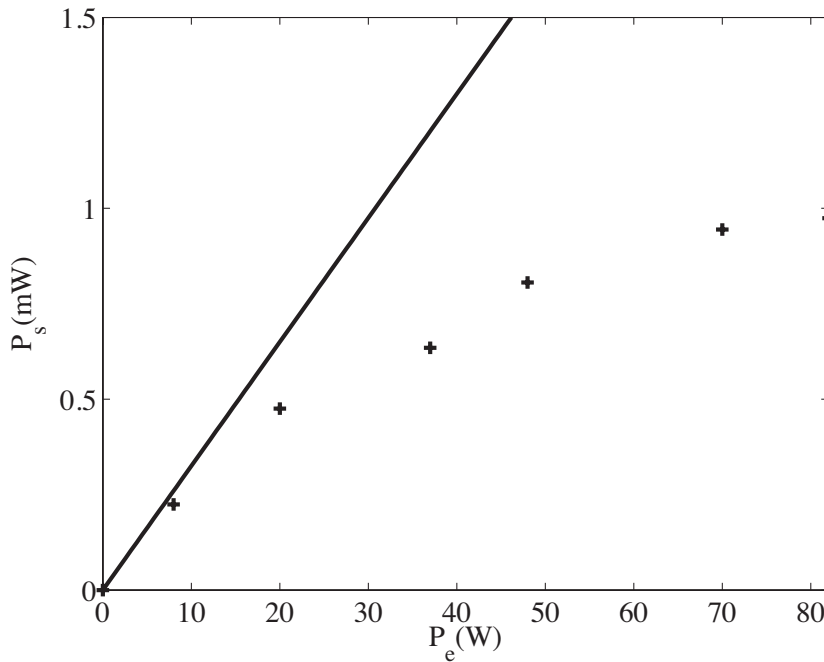


Figure 2.10. Mesure de transmission $P_s = f(P_e)$, effectuée à 1550 nm. La droite en trait plein est la droite d'équation $P_s = \kappa^2 P_e$, correspondant au régime linéaire. Les points expérimentaux s'écartent nettement du régime linéaire montrant ainsi que l'on se situe dans un régime d'absorption non-linéaire. Il s'agit de l'absorption à deux photons.

matériau massif (non structuré), par la même valeur corrigée du renforcement par le champ local, i.e. par $f^4 \beta_{\text{TPA}}$. Ainsi la dernière équation devient :

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} = -f^4 \beta_{\text{TPA}} I^2(z) \quad (2.27)$$

Pour laquelle la solution est simplement :

$$I(z) = \frac{I(0)}{1 + f^4 \beta_{\text{TPA}} I(0) L} \quad (2.28)$$

En tenant compte du fait que $I(0) = \kappa \frac{P_e}{A_{\text{eff}}}$ et $P_s = \kappa I(L) A_{\text{eff}}$, où A_{eff} est l'aire effective du mode à l'intérieur du guide, on peut réécrire la dernière équation sur l'intensité en termes de puissances à l'extérieur du guide, si bien que l'on obtient :

$$P_s = \frac{\kappa^2 P_e}{1 + \kappa f^4 \beta_{\text{TPA}} \frac{P_e}{A_{\text{eff}}}} \quad (2.29)$$

Nous regroupons dans le tableau 2.3, les valeurs retenues pour tous les coefficients de l'équation (2.29). Il est important de remarquer que tous les paramètres utilisés sont connus. Ils sont issus de la littérature (β_{TPA}), mesurés expérimentalement (κ et f) ou donnés par les constructeurs de l'échantillon (L et A_{eff}). Il n'y a donc aucune variable d'ajustement ici.

Sur la courbe de transmission non-linéaire (figure 2.10), la puissance moyenne incidente maximale vaut $\langle P_e^{\text{max}} \rangle = 83$ mW. Ainsi l'intensité-crête de cette impulsion à l'intérieur du guide vaut :

$$I_0 = \frac{P(0)}{A_{\text{eff}}} = \kappa_e \frac{P_e^{\text{max}}}{A_{\text{eff}}} = \frac{\kappa_e}{2T\nu_{\text{rep}}} \frac{\langle P_e^{\text{max}} \rangle}{A_{\text{eff}}} \approx 500 \text{ MW/cm}^2 \quad (2.30)$$

Avec cette valeur de l'intensité crête et en prenant $f(1550 \text{ nm}) = 1.35$ (voir figure 2.9), nous sommes dans les conditions énoncées au paragraphe 2.1.1, à savoir que $f < \sqrt{3}$ et que I_0 appartient à l'intervalle 0 - 1 GW/cm², si bien que l'absorption des porteurs libres est négligeable par rapport à l'absorption à deux photons.

Table 2.3. Valeurs des différentes grandeurs utilisées dans les calculs de transmission pour le guide de GaAs.

Grandeurs	Symbole	Valeur	Provenance
Coefficient de couplage	κ	0.57%	Mesuré
Facteur de champ local	f	1.35	Mesuré
Coefficient d'absorption à deux photons	β_{TPA}	10 cm/GW	[26]
Longueur du guide	L	1 mm	Donnée
Aire effective du mode	A_{eff}	0.1 μm^2	Donnée

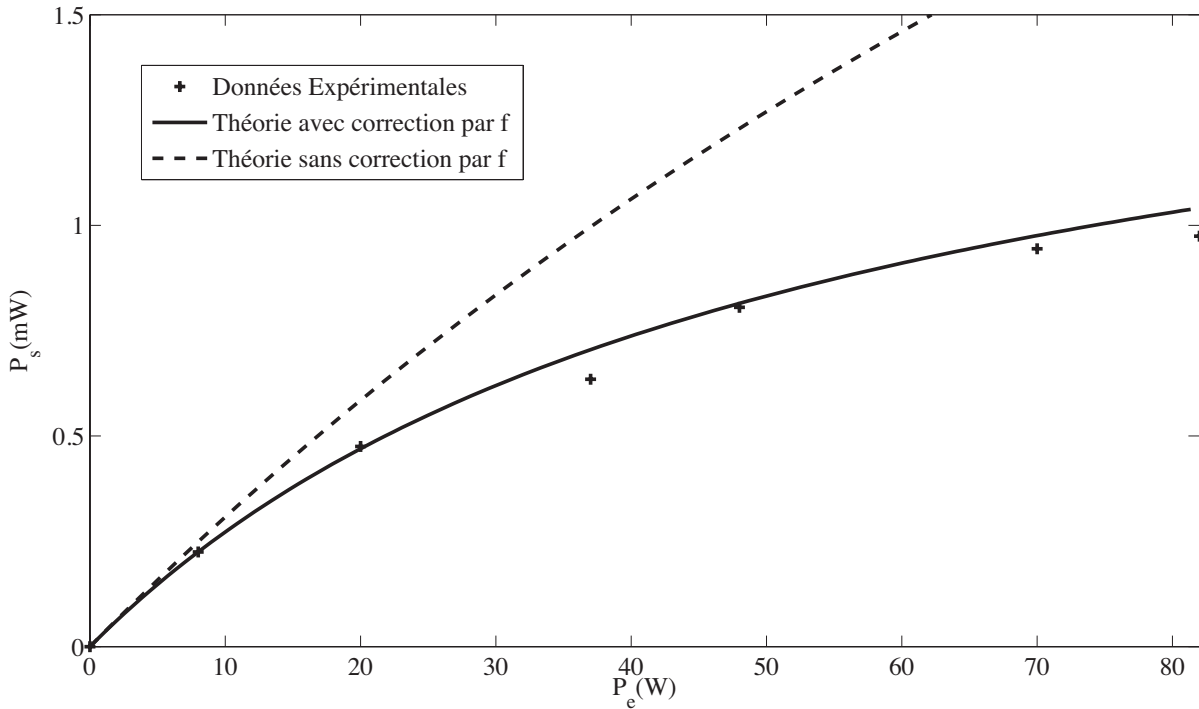


Figure 2.11. Puissance de sortie P_s en fonction de la puissance d'entrée P_e . Les points correspondent aux données expérimentales. La courbe en trait plein est la solution de l'équation de propagation non-linéaire en corrigeant le coefficient d'absorption à deux photons β_{TPA} par le facteur de champ local. La courbe en trait discontinu correspond à la même solution sans tenir compte de l'exaltation du champ (i.e. $f = 1$).

Nous traçons la courbe de l'équation (2.29) avec les paramètres du tableau 2.3 sur la figure 2.11 en tenant compte de la localisation (trait continu avec $f = 1.35$) et sans tenir compte de la localisation (trait discontinu avec $f = 1$). On remarque que la courbe théorique tenant compte du renforcement du champ s'ajuste remarquablement bien avec les points expérimentaux. On remarque de plus que le facteur de champ local joue un rôle très important puisque l'on ne serait pas capable de prédire l'évolution observée sans en tenir compte. La courbe discontinue est nettement au-dessus des données. Ces observations démontrent très clairement que la propagation d'un mode à vitesse de groupe réduite dans un guide à cristal photonique ne peut pas être correctement décrite en prenant les valeurs de coefficients non-linéaires du matériau non structuré. Nous montrons ainsi l'influence de la structuration sur le renforcement de la non-linéarité. Il faut noter qu'au maximum de la puissance de nos mesures, l'absorption est deux fois et demi plus forte dans le guide à cristal photonique par rapport au matériau massif et que le coefficient

effectif d'absorption à deux photons est 3.3 fois plus élevé.

Ces résultats démontrent la relation entre la propagation en régime de lumière lente et l'exaltation des non-linéarités. Ce résultat est, à notre connaissance, le premier qui établit de manière expérimentale et quantitative, l'effet du renforcement des non-linéarités dans un guide à cristal photonique en régime de localisation de la lumière dans un guide à cristal photonique [30]. Dans le paragraphe suivant, nous nous intéressons au renforcement des effets de phase tels que l'automodulation de phase induit par l'effet Kerr optique et la réfraction des porteurs libres générés par absorption à deux photons.

2.2.3 Exaltation des effets de phase

Spectroscopie non-linéaire

Dans un second temps, nous effectuons la spectroscopie non-linéaire du guide grâce à l'expérience décrite par le schéma de la figure 2.4. L'OPO délivre des impulsions à 1554 nm, longueur d'onde pour laquelle nous avons obtenu les meilleurs résultats. La figure 2.12 présente les spectres des signaux en sortie du guide à cristal photonique de GaAs, obtenus à faible et à forte puissance, en bleu et rouge respectivement. La courbe à faible puissance correspond au régime linéaire, où le spectre est identique au spectre délivré par l'OPO et n'a subi aucune déformation. La seule différence entre le spectre d'entrée et le spectre de sortie est que ce dernier est entaché d'une modulation de type cannelures d'interférences en lumière blanche à cause de l'effet Fabry-Perot dans le guide. A haute puissance (courbe continue), on retrouve la modulation de Fabry-Perot, mais on voit en plus de cela, que le spectre est notablement élargi et est fortement asymétrique, car il possède un paquet de composantes aux basses longueurs d'onde contenant une densité d'énergie supérieure aux composantes à hautes longueurs d'onde. Autrement dit, celui-ci a subi une automodulation de phase asymétrique avec un décalage de ses composantes vers le bleu et vers le rouge, mais pas avec la même force.

L'effet Kerr est un effet non-linéaire du troisième ordre dont le coefficient Kerr n_2 vaut $1.6 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ pour l'Arséniure de Gallium et produit donc de l'automodulation de phase sur les impulsions. Toutefois, l'effet Kerr est un processus qui est proportionnel à l'intensité et dont l'effet est symétrique sur les composantes de l'impulsion, si l'on suppose que celle-ci est gaussienne ou lorentzienne, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. Ainsi, il ne suffit pas, à lui seul, à expliquer ce qui est observé.

Nous savons déjà, d'après la mesure de transmission dans le paragraphe précédent, que les impulsions ont subi de l'absorption à deux photons au cours de la propagation. Puisque l'énergie de gap du GaAs vaut $E_g = 1.424 \text{ eV}$, l'absorption à deux photons (1.6 eV près de $1.5 \mu\text{m}$) génère des porteurs libres. Des électrons sont promus de la bande de valence vers la bande de conduction, laissant des trous dans la bande de valence. Ces porteurs ont un effet double sur les impulsions. Le premier effet est absorptif (FCA), dont on a déjà vu qu'il était négligeable devant l'absorption à deux photons, et le second est dispersif (FCR). L'effet des porteurs est dynamique, puisqu'ils sont générés sur la durée de l'impulsion, donc il est asymétrique par nature car il est plus fort à la fin de l'impulsion qu'au début (paragraphe 1.2.5). Les porteurs libres font chuter l'indice au cours de leur génération. Si l'on suppose que la durée de vie des porteurs est très grande devant la durée des impulsions, une variation de l'indice $\Delta n(z, t)$ proportionnelle à la densité de porteurs $N(z, t)$ est induite. Ainsi, à cause de cette modulation de la phase auto-induite, le spectre est décalé vers le bleu, ce qui correspond à ce que l'on observe. En résumé, le coefficient Kerr n_2 étant positif, l'avant de l'impulsion est décalé vers le rouge, alors que l'arrière de l'impulsion est décalée vers le bleu. Ainsi, l'effet Kerr et la réfraction des porteurs libres sont de signes opposés au début de l'impulsion et de mêmes signes à la fin, ce qui signifie qu'une plus grande partie des composantes spectrales doit être décalée vers le bleu. Ce dernier point correspond exactement à ce qui est observé expérimentalement, puisque le pic décalé vers le bleu contient plus d'énergie

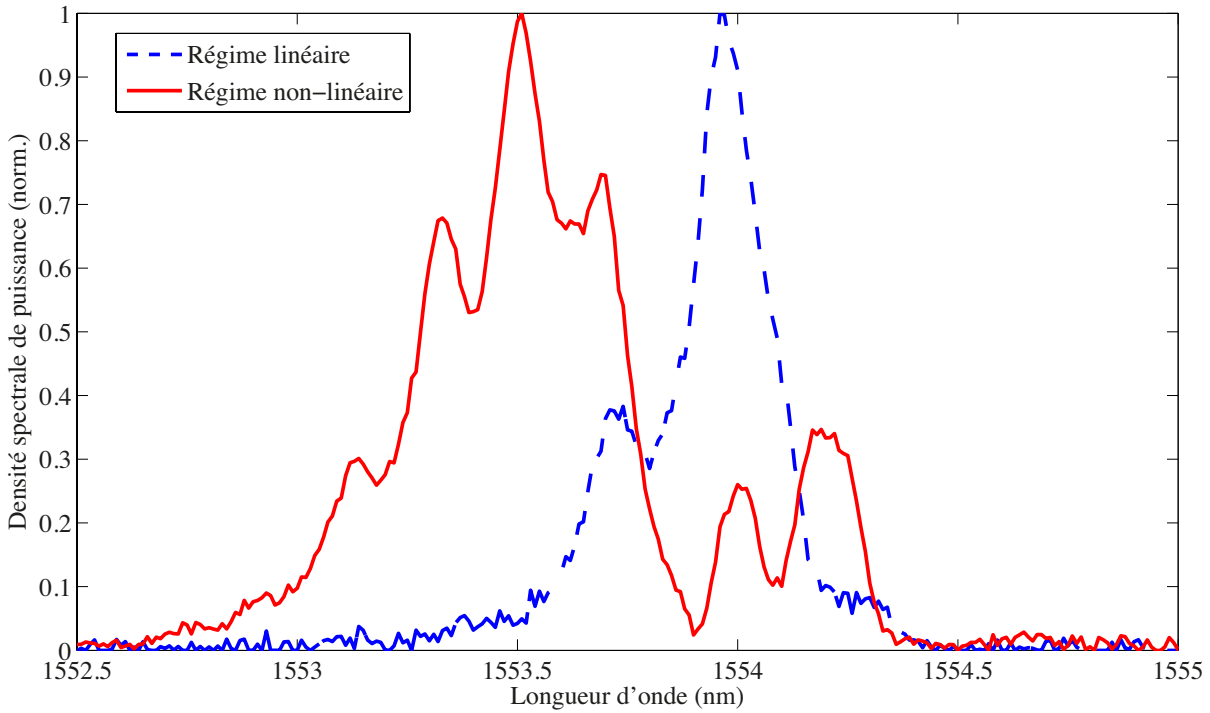


Figure 2.12. Spectres de transmission normalisée du signal en sortie du guide à cristal photonique de GaAs. La courbe pointillée correspond au spectre à faible puissance, obtenu avec une puissance d'entrée moyenne $\langle P_e \rangle = 8.3$ mW, i.e. en régime linéaire, n'ayant subi aucune déformation. La courbe en trait plein est le spectre en régime non-linéaire, obtenu avec une puissance d'entrée moyenne $\langle P_e \rangle = 83$ mW, i.e. à forte puissance, ayant subi de l'automodulation de phase.

que le pic décalé vers le rouge.

Au-delà de cet accord qualitatif de notre compréhension des effets non-linéaires présents dans le guide et nos observations expérimentales, nous souhaitons illustrer le renforcement par le facteur de champ local f des effets de phase que nous observons et obtenir une information quantitative.

Equation de propagation non-linéaire et simulation du spectre

Nous rappelons que l'atténuation linéaire est négligée puisqu'elle est inférieure à 1 dB/mm. L'équation de propagation non-linéaire décrivant l'absorption à deux photons, l'effet Kerr et la réfraction des porteurs libres s'établit à partir de l'équation totale que nous avons présentée au premier chapitre (voir équation (1.68)) et en ne conservant que les termes intervenant dans notre cas (voir tableau 2.1) et avec le seul faisceau de pompe :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = - \left\{ f^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2} |A(z, t)|^2 - ik [f^4 n_2 |A(z, t)|^2 + f^2 \sigma_n N(z, t)] \right\} A(z, t) \quad (2.31)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et :

$$N(z, t) = \int_{-\infty}^t f^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I^2(z, \tau) d\tau \quad (2.32)$$

L'équation de propagation peut-être découplée en une équation portant sur l'intensité et une portant sur la phase en distinguant la partie réelle et la partie imaginaire du facteur devant

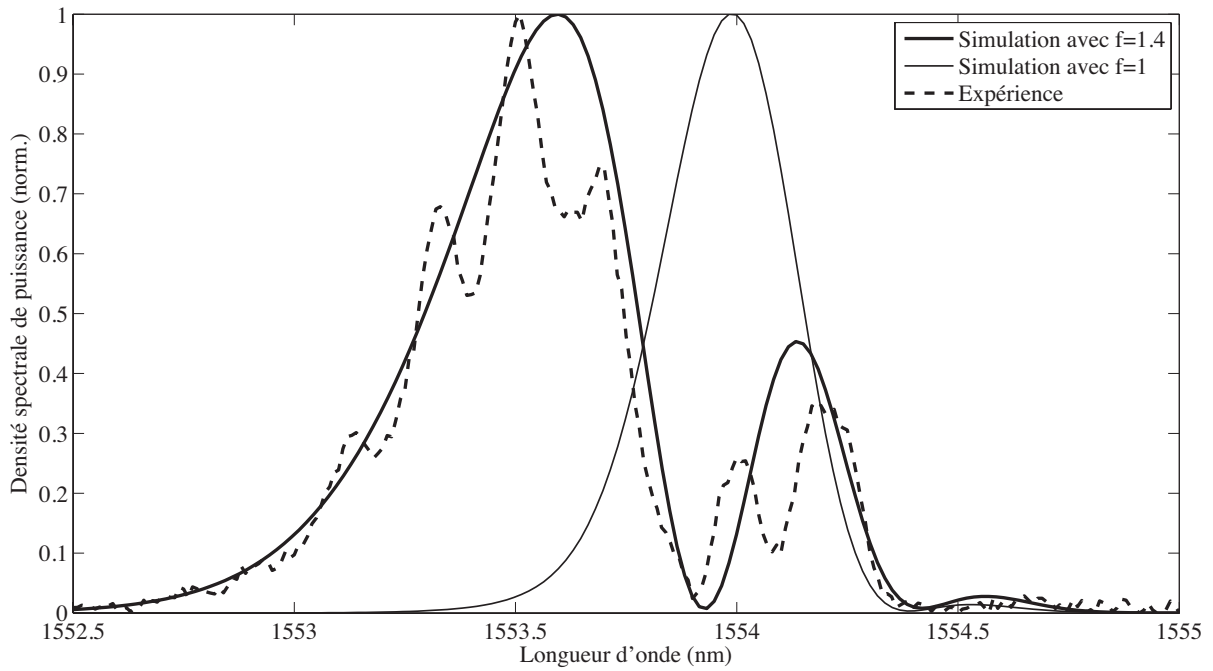


Figure 2.13. Comparaison entre spectre expérimental (trait pointillé) et spectres simulés (traits continus). La courbe en gras correspond au spectre simulé en prenant le facteur de champ local déterminé expérimentalement, i.e. $f = 1.41$ et la courbe fine correspond au spectre simulée en ne tenant pas compte de la localisation, i.e. $f = 1$. Pour ces simulations, $I_0 = 500 \text{ MW/cm}^2$ et $\lambda = 1554 \text{ nm}$.

$A(z, t) = \sqrt{I(z, t)}e^{i\phi(z, t)}$ dans l'équation (2.31) :

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = -f^4 \beta_{\text{TPA}} I^2(z, t) \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = k [f^4 n_2 I(z, t) + f^2 \sigma_n N(z, t)] \quad (2.34)$$

Les impulsions délivrées par l'OPO sont modélisées par des gaussiennes de demi-largeur à $1/e$ valant $T = 6 \text{ ps}$, si bien que l'on a :

$$I(z, t) = I(z, 0) e^{-\frac{t^2}{T^2}} \quad (2.35)$$

La solution de l'équation (2.33) est simple et se calcule immédiatement :

$$I(z, t) = \frac{I(0, t)}{1 + f^4 \beta_{\text{TPA}} I(0, t) z} \quad (2.36)$$

Nous effectuons ensuite une intégration numérique de l'équation (2.34), ce qui produit une solution pour $\phi(z, t)$. La solution de l'équation de propagation non-linéaire est alors la fonction $A(z, t) = \sqrt{I(z, t)}e^{i\phi(z, t)}$. Nous pouvons ensuite nous intéresser à son spectre en effectuant la transformée de Fourier du champ :

$$|\tilde{A}(z, \omega)|^2 = |\text{TF}[A(z, t)]|^2 \quad (2.37)$$

La figure 2.13 montre le résultat de la simulation en trait plein gras, obtenu avec la valeur mesurée $f(1554 \text{ nm}) = 1.41$. En accord avec les valeurs expérimentales, nous avons pris, pour

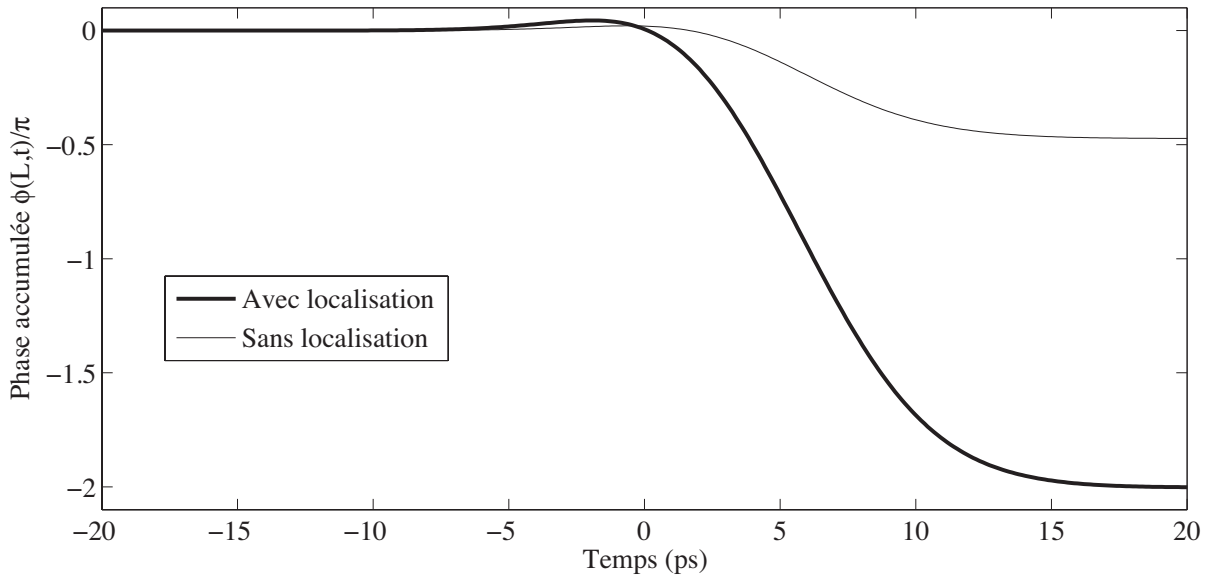


Figure 2.14. Simulation de la phase accumulée au cours de la propagation en sortie du guide $\phi(L, t)$ avec (trait épais) et sans localisation (trait fin).

cette simulation $I_0 = 500 \text{ MW/cm}^2$ pour l'intensité crête et $\lambda = 1554 \text{ nm}$ pour la longueur d'onde. On observe que l'accord entre le spectre simulé et le spectre mesuré est remarquable, avec une position des pics et une portion d'énergie contenue dans les différentes composantes spectrales, quasi-identiques. Ce résultat est d'autant plus remarquable qu'il est obtenu avec absolument aucun paramètre ajustable, puisque tous les coefficients utilisés dans les calculs ont été pris dans la littérature, mesurés expérimentalement ou donnés par le fabricant. Nous avons aussi tracé la simulation du spectre de sortie en négligeant le facteur de champ local, c'est-à-dire en prenant $f = 1$ (courbe en trait fin). Cette simulation permet donc aussi de mettre en évidence, une fois de plus, de manière très claire l'influence de la localisation sur l'exaltation de la non-linéarité. En effet, le spectre obtenu sans localisation n'a subi aucun élargissement et ne s'est scindé d'aucune manière et ne permet donc pas d'expliquer les résultats expérimentaux. De plus, nous montrons ici que s'il n'y avait aucune localisation nous n'aurions pas observé d'effets non-linéaires à de telles puissances.

Sur la figure 2.14, nous traçons l'évolution temporelle de la phase accumulée au cours de la propagation en sortie du guide. La courbe en trait gras correspond à la phase en tenant compte de la localisation. Cette courbe commence par augmenter vers des déphasages positifs correspondant à l'effet Kerr qui l'emporte très légèrement au début de l'impulsion. Puis, au fur et à mesure que les porteurs sont générés, c'est le déphasage lié à ceux-ci qui l'emporte largement et donne une allure de fonction erreur à la phase. On note de plus que le déphasage total vaut 2π alors que s'il n'y avait aucune localisation (courbe fine), il ne serait que de $\pi/2$ environ. Il faut remarquer que cette large modification de la non-linéarité a été obtenue avec une puissance moyenne injectée $\langle P(0) \rangle = \kappa_e \langle P_e \rangle \approx 500 \mu\text{W}$. Le déphasage minimal de π , nécessaire à la réalisation d'un commutateur optique, devrait être atteint avec une puissance moyenne injectée de $300 \mu\text{W}$.

Les résultats présentés dans cette section ont fait l'objet d'une publication [30].

2.3 Etude théorique de la propagation non-linéaire dans un guide à cristal photonique de GaAs en régime picoseconde.

Nous avons démontré expérimentalement et quantitativement l'influence de la localisation sur l'exaltation des effets non-linéaires. Maintenant que le modèle est validé, nous présentons dans cette section une étude théorique afin d'apporter un éclairage sur la physique de la propagation non-linéaire dans les guides à cristal photonique de GaAs et d'essayer de dresser une figure de mérite pour les différents régimes de non-linéarités pour une application à la commutation tout-optique. Cette étude permet de connaître les paramètres de fabrication pertinents et leur influence sur la gestion de la non-linéarité.

2.3.1 Propagation non-linéaire dans le guide : influence de la localisation et de la longueur d'interaction

Nous commençons par nous placer dans les conditions de l'expérience, i.e. d'un guide à cristal photonique de GaAs de 1 mm de long, présentant de l'effet Kerr, de l'absorption à deux photons et de la réfraction des porteurs libres. Nous y injectons des impulsions de durée $T = 6$ ps (demi-largeur à $1/e$).

Influence de la localisation sur la transmission non-linéaire et écrêtage de l'impulsion

Nous nous intéressons, dans un premier temps à la transmission non-linéaire du guide ainsi qu'aux déformations que celui-ci peut induire sur la forme des impulsions. Dans une perspective de conception d'un composant non-linéaire ces deux éléments sont importants à étudier car gênants pour le traitement du signal.

On peut réécrire l'équation (2.36) sous forme de transmission sur les intensités-crête de

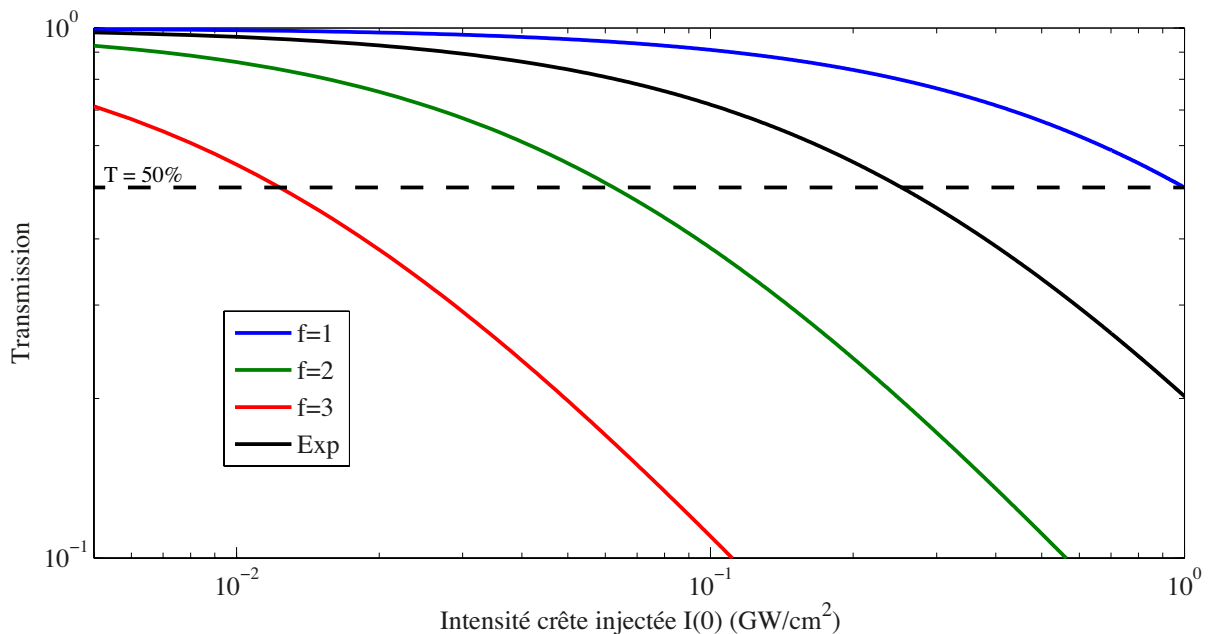


Figure 2.15. Courbes de transmission théorique tracées en fonction de l'intensité-crête injectée $I(0)$ dans le guide pour différentes valeurs du paramètre f . La courbe noire représente la transmission dans les conditions de l'expérience présenté dans la section 2.2.1.

l'impulsion :

$$T = \frac{I(L)}{I_0} = \frac{1}{1 + f^4 \beta_{\text{TPA}} I_0 L} \quad (2.38)$$

Sur la figure 2.15, nous traçons différentes courbes de transmissions à partir de l'équation (2.38), en faisant varier le paramètre f . La courbe noire représente la transmission théorique en prenant les données de l'expérience, c'est-à-dire avec $f = 1.41$. La courbe bleue ($f = 1$) présente l'allure classique de la transmission non-linéaire en présence d'absorption à deux photons. Nous remarquons par ce graphe, que la chute de transmission s'opère à des intensités $I(0)$ de plus en plus faibles lorsque l'on augmente f . En effet, pour $f = 1$, $T = 50\%$, lorsque l'intensité injectée vaut $1\text{GW}/\text{cm}^2$, alors pour $f = 3$, on obtient 50% de transmission avec une intensité de $10\text{MW}/\text{cm}^2$. Autrement dit, l'effet du renforcement du champ est négatif sur la transmission du signal.

Nous considérons que les impulsions injectées sont des impulsions gaussiennes qui peuvent être décrites comme suit :

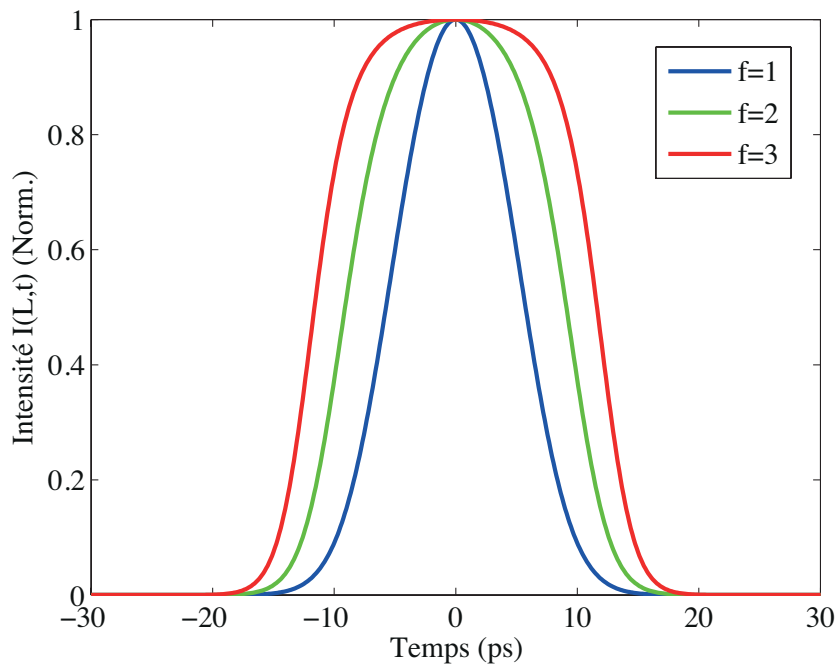
$$I(z, t) = I(z, 0) e^{-\frac{t^2}{T^2}} \quad (2.39)$$

Puisque l'absorption à deux photons est un effet qui dépend de l'intensité, cela signifie que l'impulsion se fera plus absorber sur la crête que sur les flancs, ce qui résulte en un aplatissement du haut de la gaussienne, que l'on appelle écrêtage. La figure 2.16 illustre cet effet. Pour une intensité-crête en entrée du guide égale à $500\text{MW}/\text{cm}^2$, on trace l'allure temporelle de l'intensité $I(L, t)$ pour différentes valeurs du facteur de champ local. Ainsi, lorsque l'on augmente la valeur de f , l'impulsion est de plus en plus déformée et se retrouve écrêtée par absorption à deux photons. La localisation augmente donc la déformation de l'allure temporelle de l'impulsion.

Influence du facteur de champ local sur la phase

Nous nous intéressons ici à l'influence de la localisation sur la phase cumulée au cours de la propagation, en tenant compte de l'effet Kerr et de la réfraction des porteurs libres générés par absorption à deux photons. Nous étudions aussi l'allure du spectre au cours de la propagation dans le guide.

Figure 2.16. Evolution temporelle de l'intensité en sortie du guide $I(L, t)$ pour différentes valeurs du facteur de champ local f . L'intensité-crête en entrée I_0 vaut $500\text{MW}/\text{cm}^2$ et $T = 6\text{ps}$ comme dans l'expérience. Lorsque la localisation augmente, l'impulsion est écrêtée davantage.



Hormis la valeur du facteur f que nous faisons varier, nous conservons les conditions de l'expérience réalisée dans la section 2.2.1, i.e. $L = 1$ mm, $I_0 = 500$ MW/cm² et $T = 6$ ps. Pour chaque simulation que nous faisons, nous conservons l'effet de l'absorption à deux photons sur l'intensité du champ. Nous commençons par ne garder que l'effet Kerr dans l'équation différentielle portant sur la phase :

$$\frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = k f^4 n_2 I(z, t) \quad (2.40)$$

Connaissant la forme de $I(z, t)$ (voir équation (2.36)), nous pouvons résoudre cette dernière équation différentielle aisément :

$$\phi(L, t) = k \frac{n_2}{\beta_{\text{TPA}}} \ln(1 + f^4 \beta_{\text{TPA}} I(0, t) L) \quad (2.41)$$

Il est intéressant de noter qu'en présence d'absorption à deux photons, le déphasage Kerr n'est pas renforcé en f^4 comme on le prédirait pour un effet Kerr pur, mais logarithmiquement. Toutefois lorsque $X = (f^4 \beta_{\text{TPA}} I(0, t) L) \ll 1$, i.e. lorsque l'absorption à deux photons est négligeable, nous avons :

$$\phi(L, t) \sim k f^4 n_2 I(0, t) L \quad (2.42)$$

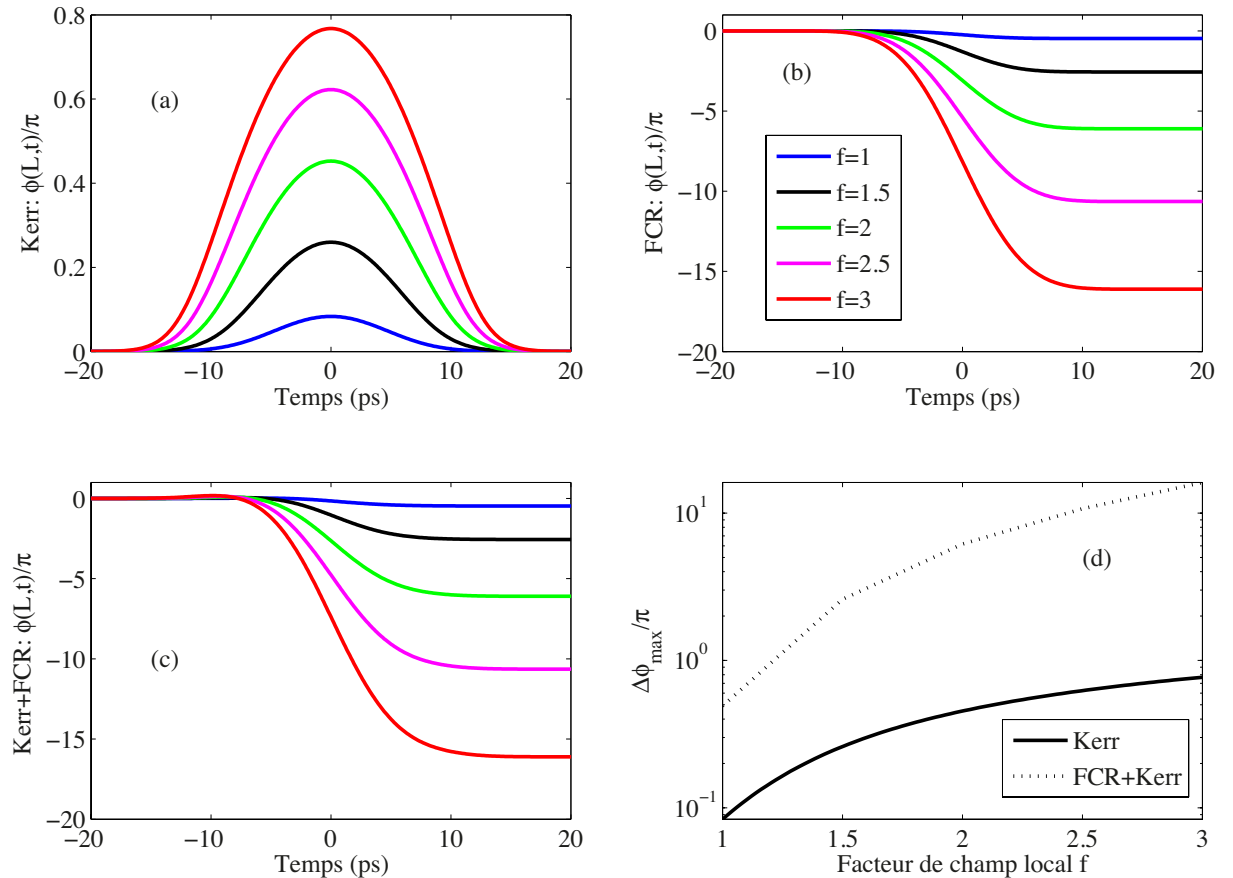


Figure 2.17. (a) : Evolution temporelle de la phase du champ en ne tenant compte que de l'effet Kerr. (b) : Evolution temporelle de la phase du champ en ne tenant compte que de la réfraction des porteurs libres. (c) Evolution temporelle de la phase en tenant compte de l'effet Kerr et de la réfraction des porteurs. (d) Déphasage maximal cumulé au cours de la propagation en fonction du facteur de champ local pour l'effet Kerr seulement (trait plein) et pour l'effet Kerr et la réfraction des porteurs libres (trait discontinu).

exactement, comme un effet Kerr pur et nous retrouvons l'évolution en f^4 . Ainsi, l'absorption à deux photons a pour effet de saturer le renforcement du déphasage Kerr. La figure 2.17(a) montre l'évolution temporelle de la phase dans le cas où nous ne regardons que l'influence de l'effet Kerr sur la phase, en fonction du paramètre f , pour f variant de 1 à 3. Nous remarquons d'abord que toutes les courbes de phase suivent l'allure temporelle de l'intensité et que pour les fortes valeurs du facteur de champ local, nous remarquons même l'influence de l'écrêtage dû à l'absorption à deux photons. De plus, alors que f varie linéairement, entre les différentes courbes, nous remarquons que la valeur maximale de la phase ne croît pas linéairement, ni même ne croît en puissance 4 du facteur f comme nous pouvions le prédire. En effet, l'augmentation est bien logarithmique comme nous venons de le démontrer.

On ne garde ensuite que le terme de réfraction des porteurs libres dans l'équation différentielle sur la phase :

$$\frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = k f^2 \sigma_n N(z, t) \quad (2.43)$$

Cette fois, l'équation n'admet pas de solution analytique et nous sommes contraints de la résoudre numériquement. Nous traçons sur la figure 2.17(b), la solution temporelle de cette équation différentielle en sortie du guide, pour différentes valeurs de f . Chaque courbe suit une évolution de type fonction erreur correspondant à la génération de porteurs libres. La raison pour laquelle la solution pour la phase ne peut pas être trouvée analytiquement provient de l'équation de génération des porteurs libres. En effet, avec $I(z, t)$ donnée par (2.36), celle-ci s'écrit :

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = f^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I^2(z, t) \quad (2.44)$$

et la fonction $I^2(z, t)$ ne s'intègre pas analytiquement en t . Toutefois, nous pouvons tout de même lui trouver des solutions approchées dans les cas limites, i.e. suivant les valeurs prises par le paramètre $X = (f^4 \beta_{\text{TPA}} I(0, t) L)$. Si $X \ll 1$, alors $I(z, t)$ n'est plus une fonction de z et par conséquent $N(z, t)$ non plus :

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} \sim f^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I^2(0, t) \quad (2.45)$$

L'intégration de cette équation est alors simple et fournit :

$$N(t) \sim f^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I_0^2 \frac{T}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{t}{T} \right) \right] \quad (2.46)$$

Puis en substituant $N(z, t)$ par cette expression dans l'équation (2.43), l'intégration donne :

$$\phi(z, t) = k f^6 \sigma_n \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I_0^2 \frac{1}{2T} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{t}{T} \right) \right] z \quad (2.47)$$

Nous voyons donc l'évolution sous forme de fonction erreur. Cette solution est valable pour $X \ll 1$, c'est-à-dire pour de faibles valeurs d'intensité-crête injectée, ou encore pour de faibles valeurs de longueur de propagation. Autrement dit, il s'agit de l'évolution de la phase au début du guide ($z \ll z_{\text{lim}} = 1/(f^4 \beta_{\text{TPA}} I_0)$). Dans le cas correspondant à l'expérience que nous avons réalisée, il s'agit de longueurs inférieures à 500 μm . On remarque que la phase évolue proportionnellement à f^6 , ainsi, tout renforcement du champ dans ce régime permet, une forte exaltation de la phase non-linéaire. Ce régime est intéressant d'un point de vue de la commutation tout-optique, puisqu'il correspond à un processus favorisant la phase non-linéaire et où l'influence de l'absorption à deux photons sur la transmission est faible.

Lorsque qu'au contraire, nous nous plaçons dans un régime où $z \gg z_{\text{lim}}$ (i.e. $X \gg 1$), le terme source dans l'équation de génération des porteurs, ne dépend plus du temps et on peut

alors considérer que l'impulsion est carrée sur une durée d'environ ($2T$) et les porteurs sont générés instantanément au passage de la crête de l'impulsion, par intégration de (2.44), on a :

$$N(z) \sim \int_{-T}^T \frac{1}{2\hbar\omega} \frac{dt}{f^4 \beta_{\text{TPA}} z^2} = \frac{1}{2\hbar\omega} \frac{2T}{f^4 \beta_{\text{TPA}} z^2} \quad (2.48)$$

Et la phase s'écrit alors :

$$\phi(z > z_{\text{lim}}) = \phi(z_{\text{lim}}, t) + k \frac{\sigma_n}{2\hbar\omega} \frac{2T}{f^2 \beta_{\text{TPA}}} \left[\frac{1}{z_{\text{lim}}} - \frac{1}{z} \right] \quad (2.49)$$

La phase tend alors asymptotiquement vers $\phi_{\infty} = k f^2 \frac{\sigma_n}{2\hbar\omega} I_0$. On comprend ici quelque chose de crucial dans l'influence du facteur de champ local, à savoir, que suivant les régimes de fonctionnement, les différents effets non-linéaires ne sont pas renforcés de la même manière. Des influences positives de la localisation peuvent devenir négatives passé un certain régime. Le tableau 2.4 regroupe la dépendance de la phase avec le facteur de champ local f suivant les régimes de X . On voit que la phase due à l'effet Kerr est exaltée par un facteur f^4 pour $X \ll 1$ et en $\ln(f)$ pour $X \gg 1$. En revanche, la phase due à la réfraction des porteurs libres est exaltée en f^6 , puis en f^2 . Le paramètre X peut être considéré comme le paramètre gouvernant l'absorption à deux photons. Autrement dit, lorsqu'il est très grand (respectivement très petit), l'absorption à deux photons est très forte (respectivement très faible). Ainsi, on voit que l'effet Kerr est favorisé si l'absorption à deux photons est faible, ce qui correspond à un résultat classique pour les semi-conducteurs. Le rapport $\frac{2n_2}{\lambda \beta_{\text{TPA}}}$ est appelé facteur de mérite [31]. C'est ce facteur qu'il est pertinent d'optimiser pour favoriser l'effet Kerr et c'est ce que nous retrouvons ici. En revanche, le cas de la réfraction des porteurs libres est beaucoup plus intrigant et n'est pas étudié en général. Puisque l'on remarque qu'en régime de forte absorption à deux photons, la localisation nuit au déphasage. Ceci n'est pas forcément intuitif, dans la mesure, où plus de porteurs sont générés.

Table 2.4. Dépendance du déphasage Kerr et du déphasage des porteurs libres avec le facteur de champ local en fonction du paramètre X .

Régime pour X	Dépendance Kerr	Dépendance FCR
$X \ll 1$	f^4	f^6
$X \gg 1$	$\ln(f)$	f^2

En regardant le graphe 2.17(c), on s'aperçoit, que l'influence de la réfraction des porteurs libres est nettement plus grande sur la phase que celle de l'effet Kerr. Sur la figure 2.17(d), nous calculons le déphasage maximal cumulé pour l'effet Kerr (trait plein) et dans le cas où l'on prend en compte la réfraction des porteurs également. On voit aussi que le renforcement du déphasage maximal est beaucoup plus important lorsque le FCR est pris en compte.

Influence de la localisation sur la longueur non-linéaire

Afin d'étudier les longueurs non-linéaire effectives de guide, nous effectuons une série de simulations pour visualiser la densité spectrale de puissance pour différentes valeurs du facteur de champ local. Les figures 2.18 et 2.19 représentent des graphes de la densité spectrale de puissance normalisée au cours de la propagation. Les simulations sont réalisées avec les données expérimentales (hormis les variations de f), à savoir une longueur de guide de 1 mm et une

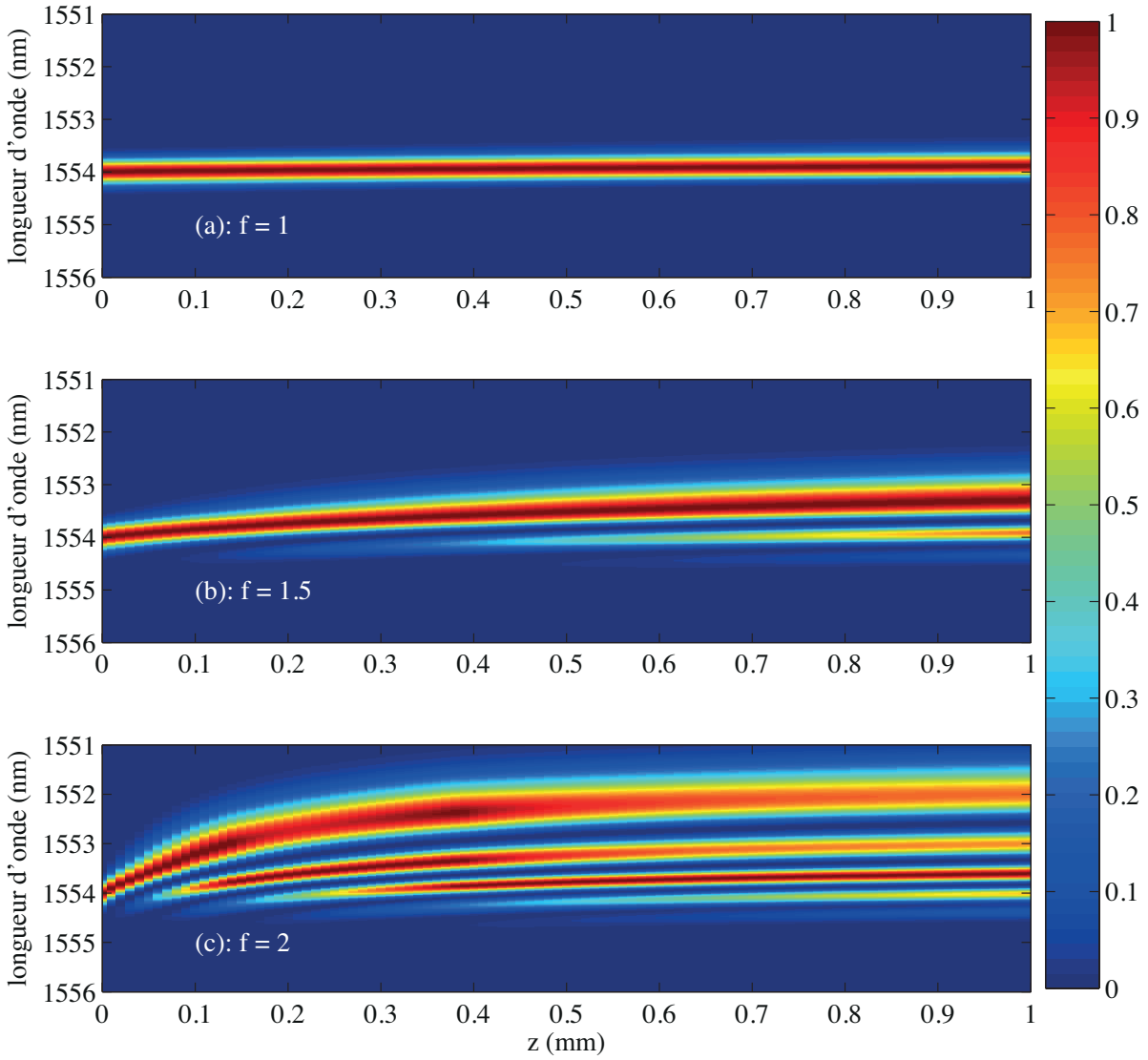


Figure 2.18. Graphes de la densité spectrale de puissance $|\tilde{a}(z, \lambda)|^2$ normalisée, pour différentes valeurs du facteur de champ local, en fonction de la distance z parcourue dans le guide et de la longueur d'onde. Simulations réalisées avec $I_0 = 500 \text{ MW/cm}^2$ et $L = 1 \text{ mm}$.

intensité-crête injectée de 500 MW/cm^2 à 1554 nm . Quelle que soit la côte z , nous traçons :

$$|\tilde{a}(z, \lambda)|^2 = \frac{|\tilde{A}(z, \lambda)|^2}{\max [|\tilde{A}(z, \lambda)|^2]} \quad (2.50)$$

Ce type de représentation est intéressant pour observer le comportement des composantes spectrales au cours de la propagation. On observe bien le comportement attendu pour les différentes non-linéarités agissant sur la phase, à savoir que l'effet Kerr scinde le spectre sur plusieurs canaux spectraux et que le paquet de canaux est translaté vers les longueurs d'onde bleues, à cause de la réfraction des porteurs libres. On voit de plus que le nombre de canaux augmente avec la localisation. En effet, pour $f = 1$ (i.e. sans localisation), l'unique canal spectral de départ est conservé tout au long de la propagation, alors que pour $f = 3$, on dénombre, plus de 10 canaux.

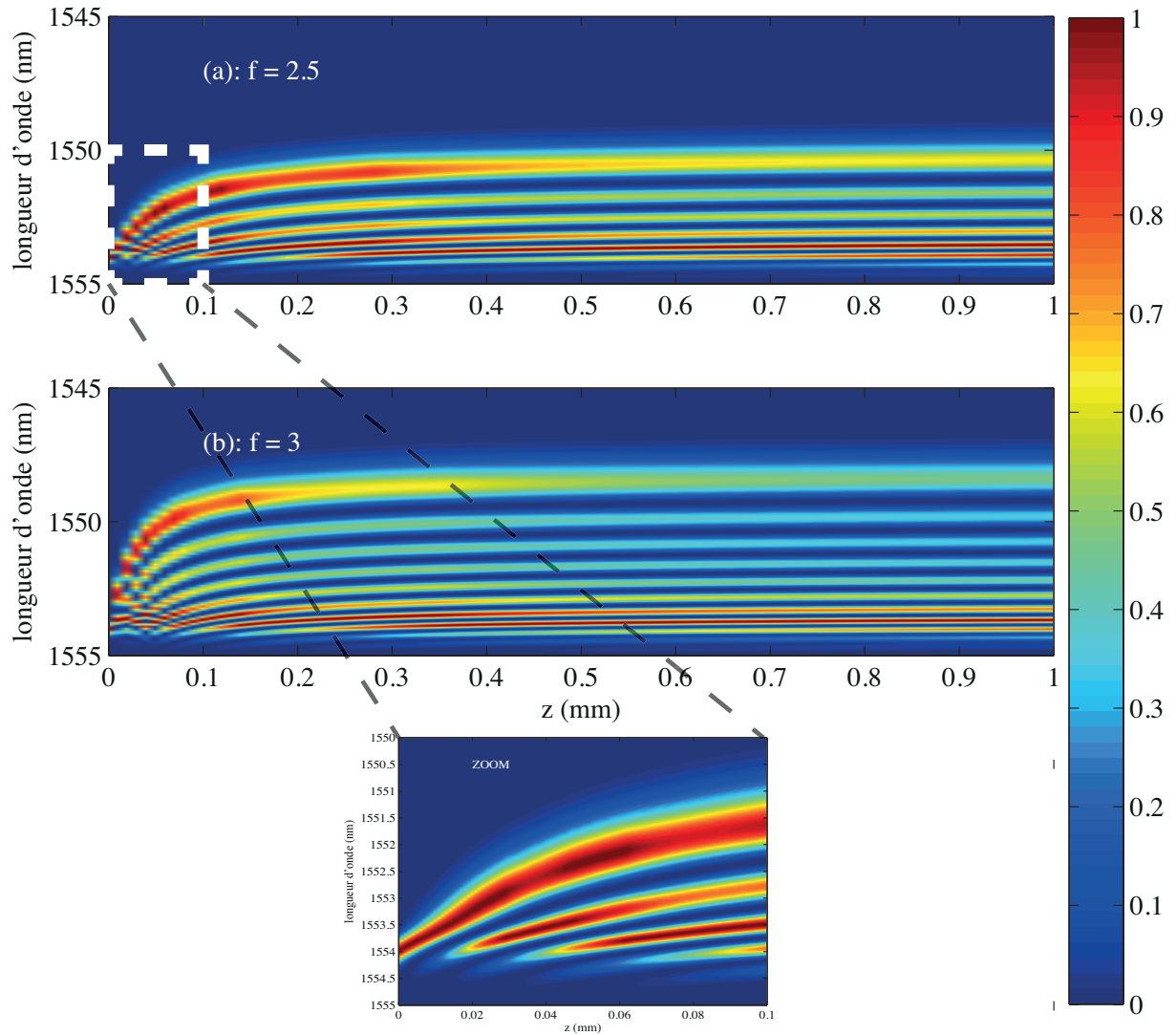
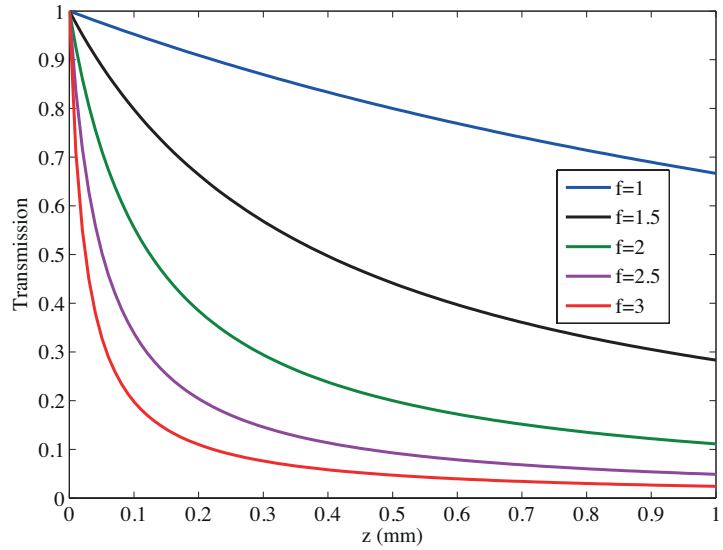


Figure 2.19. Graphes de la densité spectrale de puissance $|\tilde{a}(z, \lambda)|^2$ normalisée, pour différentes valeurs du facteur de champ local, en fonction de la distance z parcourue dans le guide et de la longueur d'onde. L'encart correspond à un agrandissement de (a) sur les intervalles $[0; 0.1]$ mm en z et $[1550; 1555]$ nm en longueur d'onde. Simulations réalisées avec $I_0 = 500$ MW/cm² et $L = 1$ mm.

On remarque en plus, que l'étendue des non-linéarités n'est pas la même suivant les différents régimes de localisation, sur la longueur de propagation. Pour $f = 1.5$, par exemple, la modification du spectre est relativement bien répartie sur l'ensemble du guide, puisqu'il se scinde sur plus de la première moitié du guide et que de l'énergie est transférée entre les différentes composantes sur la deuxième moitié. En revanche, plus la localisation augmente, plus la distance sur laquelle les effets non-linéaires agissent est faible. Ainsi pour $f = 3$, le spectre a quasiment atteint son allure finale au bout de $z = 150$ μ m. Cette distance que l'on peut qualifier de longueur non-linéaire effective dépend du facteur de champ local et doit être différente suivant l'effet non-linéaire considéré. On comprend ainsi dans le cas d'une forte localisation (e.g. $f = 3$), il n'est pas nécessaire d'utiliser un guide de 1 mm de long, ce qui permet, en plus de renforcer le champ, de considérablement réduire les longueurs d'interaction et ainsi de réduire les pertes de propagation qui ne sont pas visibles sur les figures 2.18 et 2.19, car les spectres sont normalisés.

Bien que très intéressant, ce mode de représentation ne permet pas d'entrevoir l'effet de la

Figure 2.20. Transmission T définie par l'équation (2.38) en fonction de la longueur de propagation dans le guide z . On remarque que la transmission chute de plus en plus vite au fur et à mesure que l'on localise, signifiant bien que la longueur effective d'absorption diminue avec f .



localisation sur la longueur non-linéaire d'absorption avec ces graphes, puisqu'ils sont normalisés. En revanche, dans le graphe 2.20, sur lequel nous traçons l'évolution de la transmission T définie par (2.38) en fonction de z pour différentes valeurs du facteur de champ local, on observe quelque chose de similaire sur la longueur effective non-linéaire pour les effets de phase, à savoir qu'elle diminue fortement avec le facteur f .

Nous avons donc observé qualitativement, par nos simulations, la dépendance des effets non-linéaires et des longueurs non-linéaires avec le facteur de champ local. Nous avons mis en évidence le fait qu'il existait différents régimes d'exaltation. Le paramètre z_{lim} par exemple pourrait servir de paramètre de longueur effective d'absorption à deux photons à ne pas dépasser pour la conception et la fabrication d'un composant, afin de limiter les pertes et les baisses de régime dans l'exaltation de la phase non-linéaire. Il convient dès lors, d'essayer de définir des longueurs non-linéaires plus précisément pour les différents processus, afin de pouvoir effectuer une gestion des effets non-linéaires en fonction des paramètres de fabrication. Ceci fait l'objet du paragraphe 2.3.2.

2.3.2 Longueurs non-linéaires et localisation

Dans cette section, nous souhaitons définir de manière théorique, des longueurs d'interaction pour chaque effet non-linéaire et nous intéresser aux différents paramètres, tels que le facteur de champ local, la longueur du composant et l'intensité-crête injectée en entrée de celui-ci. Nous nous restreignons à l'étude de l'arséniure de gallium, mais cette analyse peut être étendue à d'autres matériaux, ce qui fait l'objet du chapitre final.

Considérons l'équation de propagation non-linéaire totale pour une onde se propageant dans une structure en arséniure de gallium, présentant une forte localisation du champ (voir équation (2.31)). Celle-ci s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = & ik [f^4 n_2 |A(z, t)|^2 + f^2 \sigma_n N(z, t)] A(z, t) \\ & - \frac{1}{2} [f^4 \beta_{\text{TPA}} |A(z, t)|^2] \end{aligned} \quad (2.51)$$

Nous pouvons alors définir trois longueurs d'interaction non-linéaires.

Longueur Kerr et longueur de réfraction des porteurs libres

Nous commençons par réécrire l'équation précédente pour en sortir l'équation différentielle portant sur la phase :

$$\frac{\partial\phi(z,t)}{\partial z} = k [f^4 n_2 I(z,t) + f^2 \sigma_n N(z,t)] \quad (2.52)$$

Pour l'effet Kerr et la réfraction des porteurs libres, nous pouvons définir les longueurs non-linéaires comme les longueurs minimales permettant d'obtenir un déphasage entre l'entrée et la sortie du composant égal à π .

Ainsi, on définit L_{Kerr} comme la longueur minimale d'un composant permettant d'obtenir un déphasage égal à π , dans le cas où cet effet est pur, i.e. en l'absence de tout autre effet linéaire ou non-linéaire. Autrement dit, pour toutes longueurs de composant $z < L_{\text{Kerr}}$, nous supposons que seul l'effet Kerr intervient. L_{Kerr} est donc définie telle que :

$$\int_0^{L_{\text{Kerr}}} \frac{\partial\phi(z,t)}{\partial z} dz = \pi \quad (2.53)$$

dans le cas où $\frac{\partial\phi(z,t)}{\partial z} = kf^4 n_2 I(z,t)$. L'équation (2.53) se réécrit immédiatement :

$$kf^4 n_2 I(z,t) L_{\text{Kerr}} = \pi \quad (2.54)$$

En supposant que l'on prenne une impulsion carrée, de hauteur I_0 pour l'intensité, cette dernière relation devient, en l'absence de toute déformation de l'impulsion sur une longueur $z < L_{\text{Kerr}}$ du composant :

$$L_{\text{Kerr}} = \frac{\lambda}{2f^4 n_2 I_0} \quad (2.55)$$

On peut définir de la même manière, une longueur L_{FCR} de réfraction des porteurs libres permettant d'obtenir un déphasage valant π , dans le cas où cette réfraction est pure. Alors L_{FCR} est définie telle que :

$$\int_0^{L_{\text{FCR}}} \frac{\partial\phi(z,t)}{\partial z} dz = \pi \quad (2.56)$$

dans le cas où $\frac{\partial\phi(z,t)}{\partial z} = kf^2 \sigma_n N(z,t)$. L'équation (2.56) se réécrit :

$$\int_0^{L_{\text{FCR}}} kf^2 \sigma_n N(z,t) dz = \pi \quad (2.57)$$

Nous pouvons maintenant détailler un peu plus la longueur L_{FCR} , en faisant quelques approximations. Supposons que l'impulsion qui se propage dans la guide s'apparente à une impulsion carrée, dont la demi-durée vaut T et dont l'intensité-crête est I_0 . Alors, l'expression de la densité de porteurs libres générés par absorption à deux photons devient celle donnée par la formule (2.5), i.e.

$$N(z,t) \approx N_0 = f^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} I_0^2 (2T) \quad (2.58)$$

correspondant à peu près à la densité de porteurs générés à la fin de l'impulsion. Ainsi, en substituant dans l'expression de L_{FCR} , on obtient :

$$L_{\text{FCR}} = \frac{hc}{2f^6 \sigma_n \beta_{\text{TPA}} I_0^2 T} \quad (2.59)$$

où h est la constante de Planck et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Comme on s'y attendait, la longueur de réfraction des porteurs libres est inversement proportionnelle à un facteur f^6 et au carré de l'intensité injectée.

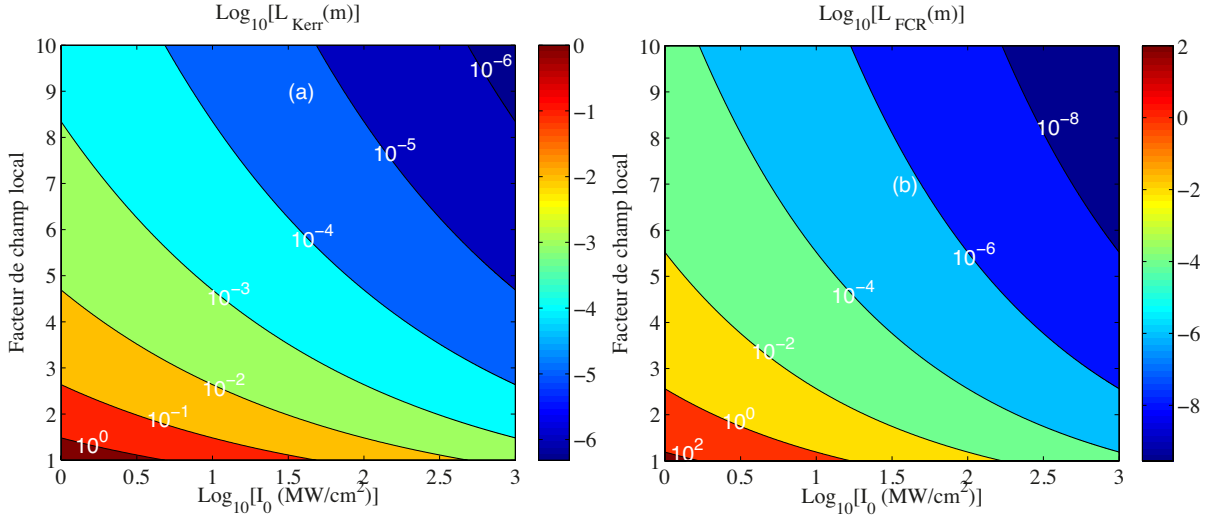


Figure 2.21. Graphe de contours du logarithme à base 10 des longueurs non-linéaires pour l'effet Kerr (a) et pour la réfraction des porteurs libres (b) en fonction de $\text{Log}_{10} [I_0 \text{ (MW/cm}^2\text{)}]$ et du facteur de champ local f , pour le GaAs.

Nous traçons (voir figure 2.21), des graphes de contours du logarithme à base 10 de L_{Kerr} et de L_{FCR} (exprimées en mètres) en fonction de $\text{Log}_{10} [I_0 \text{ (MW/cm}^2\text{)}]$ et du facteur de champ local f . L'intensité I_0 varie entre 1 MW/cm^2 et 1 GW/cm^2 et le facteur f varie entre 1 et 10. Les longueurs représentées correspondent à des longueurs caractéristiques de composants optiques tels que des fibres, des guides ou des micro-cavités. Ainsi, les faibles valeurs de facteur de champ local ($f \sim 1$) sont associées à de grandes longueurs non-linéaires ($L_{\text{NL}} > 1 \text{ cm}$) correspondant à des composants de type fibre. Les valeurs intermédiaires ($f \in [1; 3]$ et $L \in [1 \text{ mm}; 1 \text{ cm}]$) correspondent à des guides à fort confinement du champ tels que des guides à cristal photonique ou des nanoguides. Finalement les faibles valeurs de longueurs non-linéaires et les forts facteurs f , correspondent plutôt à des composants de type micro-cavité (voir diagramme 1.10 du paragraphe 1.4.4). Ces caractéristiques seront développées plus en détail dans le chapitre 4. Sur ces diagrammes, on remarque que pour les fortes valeurs de facteur f et d'intensité I_0 , les pentes de contours sont plus grandes pour la longueur de FCR que pour la longueur Kerr, ce qui est logique vu les dépendances en f^6 et I_0^2 pour le FCR, et en f^4 et I_0 pour l'effet Kerr.

Longueur d'absorption à deux photons

De la même manière que nous avons défini des longueurs non-linéaires pour les effets de phase, nous pouvons définir une longueur non-linéaire pour l'absorption à deux photons, en considérant l'expression de la transmission (voir équation (2.38)). En effet, si l'on définit une transmission minimale T_{TPA} que l'on souhaite se fixer, on définit L_{TPA} comme la longueur vérifiant :

$$T_{\text{TPA}} = \frac{1}{1 + f^4 \beta_{\text{TPA}} I_0 L_{\text{TPA}}} \quad (2.60)$$

Il vient alors aisément :

$$L_{\text{TPA}} = \frac{1 - T_{\text{TPA}}}{T_{\text{TPA}} f^4 \beta_{\text{TPA}} I_0} \quad (2.61)$$

On voit, de même que pour l'effet Kerr, cette longueur est inversement proportionnelle à l'inverse de f^4 et I_0 . Il est intéressant de remarquer que si l'on fixe une transmission du composant à 50%, alors on a $L_{\text{TPA}} = z_{\text{lim}}$. Fixons $T_{\text{TPA}} = 50\%$. On peut alors tracer les graphes de contours

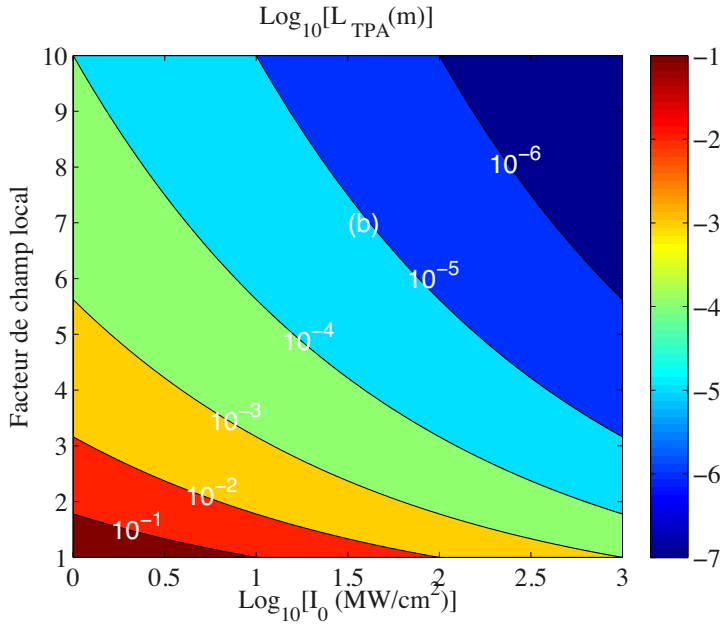


Figure 2.22. Graphe de contours du logarithme à base 10 de la longueur non-linéaire pour l'absorption à deux photons correspondant à une transmission de 50%, en fonction de $\text{Log}_{10}[I_0 \text{ (MW/cm}^2\text{)}]$ et du facteur de champ local f , pour le GaAs.

pour L_{TPA} (voir figure 2.22). On voit ici que l'absorption à deux photons est très forte pour le GaAs pour lequel elle réduit considérablement les dimensions de composant accessibles.

Régimes de fonctionnement

Imaginons que l'on veuille définir à présent les régimes de fonctionnement permettant d'obtenir un déphasage de π , sous la contrainte de la transmission de 50% et d'une intensité injectée I_0 donnée. Dans ce cas nous pouvons tracer des diagrammes de longueurs non-linéaires en fonction de f sur la base du diagramme de structures 1.10 du paragraphe 1.4.4. Ceci revient pour tout I_0 , à faire une coupe dans les graphes de contours de la figure 2.21 suivant une intensité donnée et à superposer les courbes de longueurs pour les trois effets non-linéaires considérés.

Prenons, à titre d'exemple, une intensité de commande valant $I_0 = 100 \text{ MW/cm}^2$. On trace sur la figure 2.23, les longueurs non-linéaires pour les trois processus (Kerr, FCR et TPA) en fonction du facteur de champ local. Pour obtenir un déphasage d'au moins π par un effet de phase, on définit des zones sur le diagramme, telles que la longueur du composant soit supérieure aux longueurs Kerr et FCR (zones hachurées sur les diagrammes (a) et (b)). En revanche, pour respecter la contrainte de transmission, la longueur du composant doit être inférieure à la longueur de TPA (zone hachurée sur le diagramme (c)). On définit ainsi une unique zone (hachurée sur le diagramme (d)), où le déphasage vaut π par réfraction des porteurs libres. Les droites correspondant au TPA et à l'effet Kerr ont la même pente et sont donc parallèles et ne se croisent jamais. On remarque ainsi qu'avec la contrainte que l'on s'est fixée sur la transmission, la longueur de TPA est toujours en-dessous de la longueur Kerr et ce, quelle que soit la valeur de f . La pente de la longueur FCR est plus importante, ce qui est normal, puisqu'elle est inversement proportionnelle à f^6 , alors que les longueurs Kerr et FCR sont inversement proportionnelles à f^4 . Pour cela, il faut relâcher la contrainte sur T_{TPA} . Ce résultat était déjà connu grâce au facteur de mérite classique $\frac{2n_2}{\lambda\beta_{\text{TPA}}}$, car celui-ci est inférieure à 1 pour le GaAs [31, 32]. L'obtention de ce facteur de mérite est simple à partir des longueurs non-linéaires que nous avons définies. En effet, ce facteur favorise l'effet Kerr par rapport à l'absorption à deux photons, ce qui se traduit par $L_{\text{TPA}} > L_{\text{Kerr}}$, si bien que :

$$\frac{2n_2}{\lambda\beta_{\text{TPA}}} > 1 \quad (2.62)$$

Ce facteur permet de comprendre les conditions sur le matériau permettant d'effectuer une

commutation par effet Kerr. En revanche, nous apportons un éclairage nouveau sur le régime de commutation par réfraction des porteurs libres.

Dans le cas d'une application à la commutation optique tirant profit des porteurs libres, un composant optimal ici, sous la contrainte d'une transmission de 50% serait, par exemple, une structure de dimension comprise entre 10-100 μm et pouvant présenter un facteur de champ local f compris entre 3 et 5. Il s'agit de composants de type microcavité ou guide à cristal photonique (voir diagramme 1.10 du paragraphe 1.4.4). L'utilisation de porteurs libres pour la commutation pose le problème du temps de recombinaison, qui doit être le plus faible possible pour que le commutateur retrouve son état d'équilibre rapidement. Le temps de recombinaison dans le GaAs massif est typiquement de l'ordre de plusieurs centaines de picosecondes. Cependant, la structuration du matériau pourrait diminuer, notamment dans les microcavités où les dimensions sont très petites, considérablement ce temps de recombinaison, car les porteurs libres diffusent rapidement sur les interfaces du composant en recombinant sur des défauts de surface.

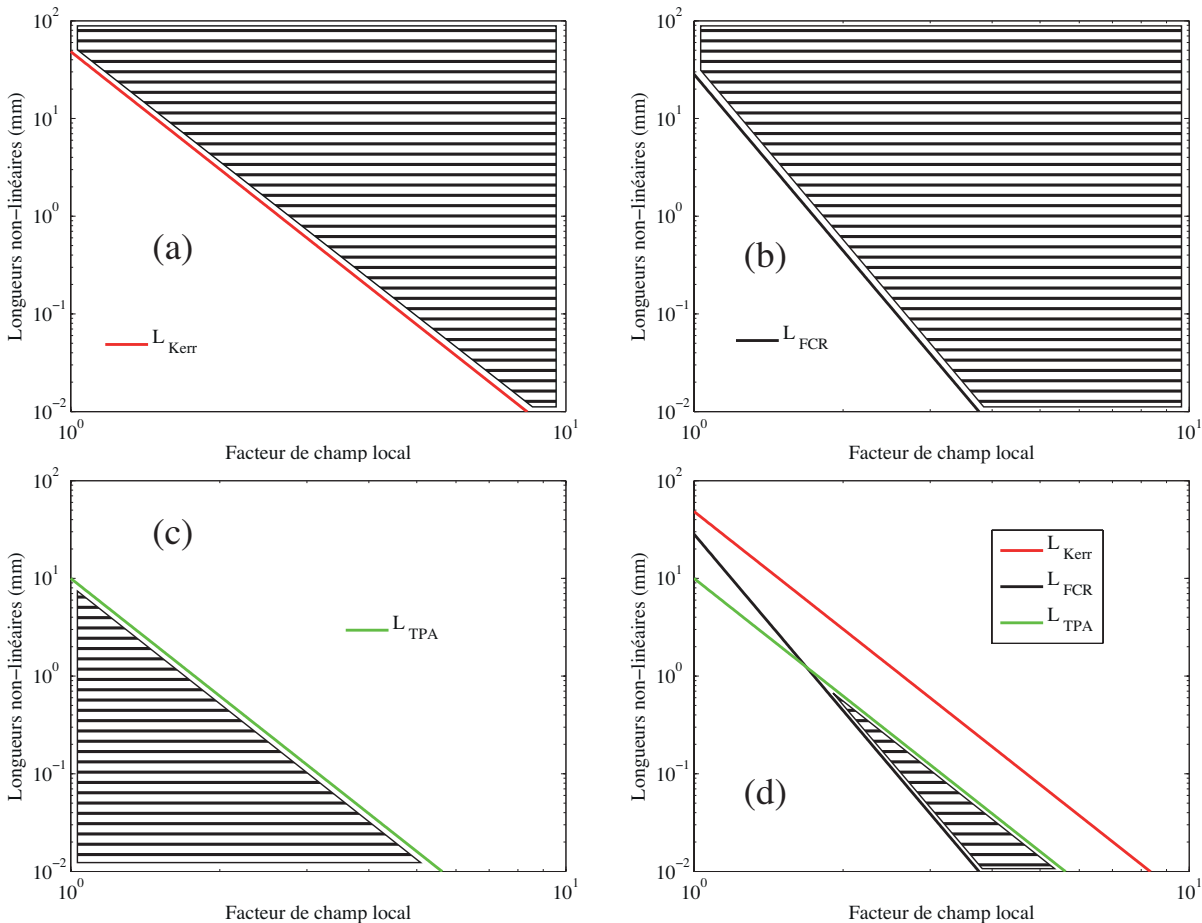


Figure 2.23. (d) Diagramme des longueurs non-linéaires en fonction du facteur de champ local pour l'effet Kerr (a), la réfraction des porteurs libres (b) et l'absorption à deux photons (c) pour une intensité injectée $I_0 = 100 \text{ MW/cm}^2$ à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ et avec une durée d'impulsion $T = 5 \text{ ps}$. Les zones hachurées, désignent les zones où l'on obtient un déphasage de π , sauf sur la figure (c), où elle désigne la zone pour laquelle la transmission vaut au moins 50%. (d) Diagramme total, tenant compte de toutes les longueurs non-linéaires montrant que l'on obtient un déphasage de π par FCR sous la contrainte d'une transmission d'au moins 50%.

2.4 Conclusion

Afin de démontrer expérimentalement et quantitativement l'influence de la localisation sur l'exaltation des non-linéarités, nous avons étudié un guide à cristal photonique d'arséniure de gallium (GaAs). Afin de le caractériser en régime linéaire et non-linéaire, nous avons spécifiquement développé un oscillateur paramétrique optique picoseconde accordable ainsi qu'un banc de caractérisation. Par la mesure de spectre linéaire en transmission, nous avons mesuré l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde, ce qui nous a permis de déterminer le facteur de champ local, par une mesure indépendante de toute mesure non-linéaire.

Dans cette structure, nous observons une exaltation de certains processus d'optique non-linéaire tels que l'absorption à deux photons, l'effet Kerr optique et les variations d'indice dues aux porteurs libres générés par absorption à deux photons. Nous observons très clairement que la réfraction des porteurs, qui est un effet d'ordre cinq effectif, est exaltée par un facteur $f^6 \approx 8$ par rapport au matériau massif, alors que l'effet Kerr est exalté par un facteur $f^4 \approx 4$. Le très bon accord quantitatif entre la théorie et la mesure prouve que notre modèle est correct et démontre que la réduction de la vitesse de groupe peut être exploitée pour optimiser et gérer les effets non-linéaires. Malgré, une modeste réduction de la vitesse de groupe ($v_g \approx c/7$) dans le guide, un déphasage valant 2π est obtenu entre l'entrée et la sortie du composant, avec une puissance moyenne injectée de $500 \mu\text{W}$.

Une perspective de ce travail serait d'effectuer le même type d'expérience dans des guides à modes lents et à faibles dispersions qui sont apparus en 2007 [12, 13, 14]. Toutefois, il faut être vigilant au fait qu'une augmentation de la localisation favorise les effets d'ordre élevé, tels que l'absorption à trois photons où la réfraction des porteurs, plus rapidement que les effets d'ordres plus faibles, tels que l'effet Kerr ou l'absorption à deux photons, ce que nous montrons partiellement avec l'étude théorique que nous avons faite sur les longueurs non-linéaires et comment celles-ci sont influencées par la localisation. Nous avons mis en évidence, par cette analyse, différents régimes de fonctionnement qui montrent qu'il est nécessaire de s'intéresser à la gestion de la non-linéarité par le facteur de champ local et des dimensions caractéristiques pour la réalisation d'un composant optique non-linéaire.

Concernant le composant étudié. Nous montrons que l'arséniure de gallium est un mauvais matériau pour l'application à la commutation, car le coefficient Kerr est trop faible par rapport au coefficient d'absorption à deux photons. A moins, de relâcher la contrainte sur la transmission d'un composant en GaAs, ce défaut est irrécupérable par des considérations sur la fabrication. La commutation par effet de porteurs libres est une possibilité, mais avec un coût en terme de temps de commutation, puisque celle-ci est assistée par des porteurs dont le temps de recombinaison est très long dans le GaAs [28]. Cependant, des expériences récentes ont montré que le temps de recombinaison pouvait être considérablement réduit grâce aux faibles dimensions de certaines structures, telles que les microcavités à cristal photonique [33]. En effet, dans ce type de structure, les porteurs rencontrent des défauts aux interfaces air/semi-conducteur et le temps de recombinaison s'en trouve ainsi diminué. Il serait alors intéressant d'étudier d'autres matériaux ayant des coefficients non-linéaires différents (silicium) ou ayant des énergies de gap plus élevées (e.g. AlGaAs ou GaN), permettant de s'affranchir de l'absorption à deux photons. Ceci permettrait d'effectuer une analyse comparative en vue d'applications non-linéaires. Nous effectuons cette analyse dans le dernier chapitre.

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés, plus particulièrement dans le dernier paragraphe au cas de l'application d'une structure à fort confinement du champ (un guide à cristal photonique de GaAs) à la commutation optique d'impulsions courtes. Parmi les autres applications possibles de l'optique non-linéaire dans les structures à fort confinement du champ, il y a l'amplification d'impulsions courtes. Le chapitre suivant s'attarde ainsi sur l'étude de l'amplification Raman d'impulsions dans les nanoguides de silicium.

Amplification Raman d'impulsions optiques dans les nanoguides de silicium

Après une étude approfondie de l'exaltation des non-linéarités dans un guide à cristal photonique d'Arséniure de Gallium, nous nous intéressons à un autre type de structure à fort confinement du champ dans un matériau semi-conducteur différent. Pour cela, nous étudions le silicium qui présente des caractéristiques non-linéaires différentes de celles du GaAs. Nous avons souhaité étudier un nouvel effet non-linéaire qui est la diffusion Raman stimulée dans ces structures. Pour cela, nous avons considéré l'amplification Raman d'impulsions optiques dans les nanoguides de silicium. Dans ce chapitre, nous souhaitons présenter une base théorique permettant de décrire l'interaction de tous les effets non-linéaires présents dans le silicium pour une application à l'amplification Raman dans les nanoguides. Nous tirons des conclusions de ce modèle et le confrontons à l'expérience afin de montrer sa validité. Nous avons aussi développé un code numérique, basé sur la méthode dite de *split step Fourier*, permettant une résolution complète de l'équation de propagation non-linéaire, dans le but d'effectuer une confrontation supplémentaire du modèle théorique et de valider les hypothèses simplificatrices. Nous mettons en évidence théoriquement et expérimentalement que les effets de modulation de la phase saturent le gain Raman.

Sommaire

3.1	Contexte de l'amplification Raman dans les nanoguides de silicium	70
3.2	Modèle basique de l'amplification Raman dans le silicium en présence d'absorption à deux photons	71
3.2.1	Equations couplées pompe-sonde	71
3.2.2	Evolution de l'intensité de la sonde	73
3.3	Confrontation expérimentale : chute du gain Raman à cause de l'élargissement spectral de la pompe	74
3.3.1	Echantillon, dispositif expérimental et mesures préliminaires	74
3.3.2	Mise en évidence de la chute du gain Raman	78
3.4	Modélisation de la chute du gain Raman par élargissement spectral de la pompe	81
3.4.1	Méthode split-step Fourier	82

3.4.2 Gain Raman effectif et influence sur le modèle basique	84
3.4.3 Effet de l'automodulation de phase et de la réfraction des porteurs libres sur la chute du gain Raman effectif	89
3.5 Récapitulatif et conclusions	96

3.1 Contexte de l'amplification Raman dans les nanoguides de silicium

Au cours des dernières années, l'industrie et la recherche ont manifesté beaucoup d'intérêt pour la technologie du silicium sur isolant - *silicon on insulator* en anglais (SOI) -, pour ses applications potentielles aux circuits de traitement optique du signal [26, 34]. Le domaine de la photonique sur silicium est grandement motivé par un besoin de créer des interconnexions optiques [35, 36], des amplificateurs [37, 38, 39, 40] et des commutateurs [41, 42]. Le silicium constitue une plateforme prometteuse car elle présente de fortes valeurs des paramètres non-linéaires, tels que le coefficient Kerr (n_2) et le coefficient de gain Raman. De plus, l'industrie de la microélectronique a rendu disponible des galettes de silicium sur isolant de grande qualité grâce à des procédés de fabrication matures compatibles avec les technologies CMOS. Ainsi est rendue possible, la construction de composants très compacts présentant de forts confinements du mode optique [3, 37]. Ces modes localisés permettent d'obtenir des non-linéarités à des puissances de commande relativement faibles à l'intérieur de nanoguides courts (typiquement de l'ordre du centimètre). Cependant, un des problèmes majeurs de la filière silicium est qu'il s'agit d'un semi-conducteur ne possédant pas de gap direct, si bien qu'il est en pratique impossible d'en faire une source de lumière, ni même un amplificateur optique à moins de recourir à l'optique non-linéaire.

Ces raisons constituent les éléments principaux pour lesquelles d'énormes efforts de recherche ont été investis dans l'étude des effets non-linéaires comme l'automodulation de phase - *self-phase modulation* en anglais (SPM) - et la modulation de phase croisée - *cross-phase modulation* en anglais (XPM) [37, 43, 44, 45], l'absorption à deux photons et l'absorption à deux photons croisés (TPA et XPA), l'absorption et la réfraction des porteurs libres (FCA et FCR respectivement) [46, 42], la diffusion Raman stimulée [37, 38, 46, 47] et le mélange à quatre ondes dans le silicium [48, 49]. Il n'est pas surprenant de voir que le silicium a trouvé une pléiade d'applications possibles pour la photonique. Par exemple, l'effet Kerr est utilisé pour faire de la modulation de phase, de la propagation solitonique et pour générer des supercontinuum. Le mélange à quatre ondes est exploité pour essayer de réaliser des convertisseurs de fréquence large bande. Bien que l'absorption à deux photons soit néfaste en soi, il a été démontré que les porteurs générés par TPA sont convenables pour la commutation tout optique, par l'intermédiaire de la réfraction induite, pour la modulation et la compression d'impulsions. La diffusion Raman stimulée en particulier a été très étudiée dans le cadre de l'amplification optique, lorsqu'un guide ruban est pompé par un laser en régime continu ou pulsé. En 2005, des lasers Raman en silicium ont été démontrés en régime impulsionnel [50] et continu [51]. L'utilisation d'impulsions courtes (régime picoseconde) présente l'avantage de considérablement réduire l'effet de l'absorption des porteurs libres. C'est donc ce régime que nous souhaitons étudier ici.

Dans tout modèle visant à décrire et comprendre l'amplification d'impulsions courtes avec une pompe pulsée, il est très important de tenir compte et de comprendre l'interaction entre tous les effets non-linéaires d'ordre trois qui ont lieu afin de pouvoir prédire leur impact sur la diffusion Raman stimulée. Par exemple, l'absorption à deux photons, l'absorption à deux photons croisées et l'absorption des porteurs libres réduisent l'intensité de l'onde de pompe ainsi que de l'onde de sonde, ce qui conduit à une réduction du gain effectif de l'amplificateur. Cependant, dans la perspective de réaliser des composants rapides de traitement de l'information, il est

surprenant de remarquer qu'aucun travail de recherche dans la littérature n'étudie les effets de phase non-linéaires sur les performances des amplificateurs Raman. Puisque la durée de vie du phonon optique est de 3 ps dans le silicium cristallin, il est possible d'amplifier des impulsions de plusieurs picosecondes de manière efficace si la fréquence de répétition des impulsions est relativement faible, car l'impact de l'absorption des porteurs libres est grandement réduit pour des durées impulsions inférieures à 10 ps [39, 52, 53, 54]. A notre connaissance, Solli *et al.* [55] sont les seuls à avoir étudié en partie les effets de phase sur l'amplification Raman dans le but de tirer profit de l'élargissement spectral subi par la pompe, induite par l'automodulation de phase et par la réfraction des porteurs libres, afin d'obtenir des amplificateurs large bande. Toutefois, nous prévoyons que cet élargissement a nécessairement des limites, puisqu'il se fait au détriment de la valeur du gain effectif d'amplification accessible, point non discuté par Solli *et al.*

Dans ce chapitre, nous présentons le modèle basique de l'effet Raman dans le silicium en incluant les pertes non-linéaires et montrons expérimentalement qu'une chute du gain Raman est observée qui n'est pas liée à ces pertes. Nous présentons ensuite un modèle complet prenant en compte tous les effets de phase en plus. Ce modèle permet d'expliquer la chute du gain Raman effectif.

L'étude expérimentale a fait l'objet de la thèse de F. Kroeger avec qui j'ai collaboré et a été réalisée dans le cadre d'un projet ANR *Modes lents optiques et effets linéaires et non-linéaires dans les nanostructures silicium : application au laser Raman silicium* (MIRAMAN) coordonné par Philippe Lalanne (LCFIO). Ce projet visait à concevoir des structures guidées à mode lent et des micro-cavités à cristal photonique sur SOI, et à conduire les premières études sur la propagation en régime non-linéaire dans ces structures. F. Kroeger s'est intéressé, en particulier, à la réalisation d'une expérience d'amplification par diffusion Raman stimulée. J'ai collaboré avec lui sur son projet pour la partie expérimentale dont les résultats ont été publiés[37], tout en me focalisant sur la modélisation théorique de ce qui a été observé, ce qui a fait l'objet d'une collaboration avec le professeur Govind Agrawal de l'Université de Rochester. J'ai d'ailleurs eu la chance d'effectuer un séjour aux Etats-Unis dans l'équipe du professeur Agrawal dans ce cadre. Notre collaboration a fait l'objet d'une communication scientifique soumise dans la revue *J. Opt. Soc. Am. B*.

3.2 Modèle basique de l'amplification Raman dans le silicium en présence d'absorption à deux photons

Dans cette section, nous considérons une situation expérimentale dans laquelle un faisceau de pompe et un faisceau signal aux fréquences ω_p et ω_s respectivement se propagent dans un guide de silicium. Ces impulsions interagissent par diffusion Raman stimulée, permettant le transfert d'énergie de la pompe vers la sonde (voir schéma 3.1).

3.2.1 Equations couplées pompe-sonde

A partir des équations 1.67 et 1.68 de la section 1.3.2, nous pouvons établir les équations de propagations couplées pour la pompe et la sonde en ne tenant compte que de l'amplification Raman et de l'absorption à deux photons.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} &= i f_p^2 f_s^2 \frac{g_R \Gamma_R}{\Omega_R} A_p(z, t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') e^{-i\Omega_{sp}(t-t')} A_p^*(z, t') A_s(z, t') dt' \\ &\quad - \left[2 f_s^2 f_p^2 \beta_{\text{TPA}} |A_p(z, t)|^2 + \frac{\alpha_l}{2} \right] A_s(z, t) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} &= i f_p^2 f_s^2 \frac{g_R \Gamma_R}{\Omega_R} A_s(z, t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') e^{-i\Omega_{ps}(t-t')} A_s^*(z, t') A_p(z, t') dt' \\ &\quad - \left[f_p^4 \beta_{\text{TPA}} |A_p(z, t)|^2 + \frac{\alpha_l}{2} \right] A_p(z, t) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Nous rappelons quelques coefficients utilisés dans ces équations. $\Omega_{ps} = \omega_p - \omega_s$ et g_R représente le coefficient de gain Raman (en m/W) et $h_R(t)$ est la fonction réponse Raman définie par (1.40) et dont la transformée de Fourier, notée $\tilde{H}_R(\Omega)$ est définie par (1.41). Les paramètres Ω_R et Γ_R caractérisent le spectre du gain Raman et représentent le décalage Raman et la largeur de la bande de gain Raman, reliée à l'inverse de la durée de vie du phonon optique (~ 3 ps) dans le silicium à température ambiante.

Nous considérons ici le cas classique de l'amplification Raman en régime continu ou quasi-continu, dans lequel l'onde de pompe et l'onde de sonde peuvent être représentées par des ondes monochromatiques et la durée typique de leurs enveloppes est grande par rapport à la durée de vie du phonon. Cela signifie notamment, que le processus de diffusion Raman stimulée n'est plus une fonction du temps, puisque l'on a plus à se soucier des enveloppes de pompe et de sonde. En effet, la fonction $h_R(t)$ devient une fonction de Dirac et les convolutions dans les équations (3.1) et (3.2) se simplifient très facilement. Dans ce cas, à résonance, c'est-à-dire lorsque $\Omega_{ps} = \Omega_R$, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = f_p^2 f_s^2 \frac{g_R}{2} |A_p(z)|^2 A_s(z) - \left[2 f_s^2 f_p^2 \beta_{\text{TPA}} |A_p(z)|^2 - \frac{\alpha_l}{2} \right] A_s(z) \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -f_p^2 f_s^2 \frac{g_R}{2} |A_s(z)|^2 A_p(z) - \left[f_p^4 \beta_{\text{TPA}} |A_p(z)|^2 - \frac{\alpha_l}{2} \right] A_p(z) \quad (3.4)$$

En faisant l'approximation de non-déplétion de la pompe, i.e. $|A_s|^2 \ll |A_p|^2$, le premier terme dans l'équation différentielle pour la pompe peut être négligé. Au final, les équations couplées sur les intensités de pompe et de sonde ($I_p(z) = |A_p(z)|^2$ et $I_s(z) = |A_s(z)|^2$) deviennent :

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = f_p^2 f_s^2 [g_R - 2\beta_{\text{TPA}}] I_p(z) I_s(z) - \alpha_l I_s(z) \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = -[f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p(z) + \alpha_l] I_p(z) \quad (3.6)$$

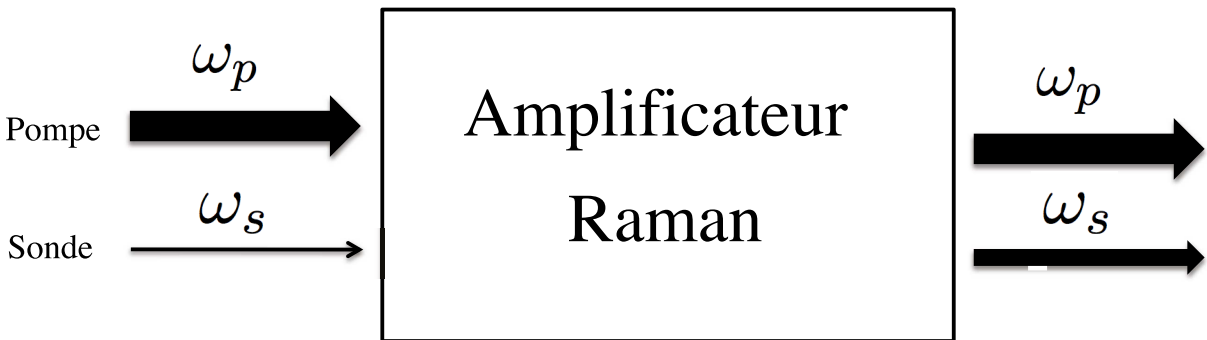


Figure 3.1. Schéma de principe d'un amplificateur Raman dans lequel deux ondes interagissent. Une onde de pompe de forte énergie transfère de l'énergie à une onde sonde par l'intermédiaire d'un phonon optique.

3.2.2 Evolution de l'intensité de la sonde

Nous résolvons maintenant les équations (3.5) et (3.6). Pour cela, nous considérons d'abord l'évolution de la pompe.

L'intégration de (3.6) est triviale et fournit après propagation sur une distance L dans le guide :

$$I_p(L) = \frac{I_p(0)e^{-\alpha_l L}}{1 + f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p(0) L_{\text{eff}}} \quad (3.7)$$

dans laquelle nous définissons la longueur effective du guide par :

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha_l L}}{\alpha_l} \quad (3.8)$$

En réinjectant l'expression (3.7) dans l'équation différentielle (3.5) et en effectuant une séparation des variables, l'intégration est logarithmique, si bien que :

$$\ln \left(\frac{I_s(L)}{I_s(0)} \right) = \alpha_l f_p^2 f_s^2 (g_R - 2\beta_{\text{TPA}}) I_p(0) J - \alpha_l L \quad (3.9)$$

avec :

$$\begin{aligned} J &= \int_0^L \frac{e^{-\alpha_l z}}{\alpha_l + f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p(0) (1 - e^{-\alpha_l z})} dz \\ &= \frac{1}{\alpha_l f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p(0)} \ln (1 + f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p(0) L_{\text{eff}}) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Finalement, nous avons la solution suivante pour l'intensité de la sonde :

$$I_s(L) = I_s(0) e^{-\alpha_l L} \left[1 + f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p(0) L_{\text{eff}} \right]^{f_p^2 f_s^2 \left(\frac{g_R - 2\beta_{\text{TPA}}}{\beta_{\text{TPA}}} \right)} \quad (3.11)$$

Nous pouvons réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$\log \left(\frac{I_s(L)}{I_s(0)} \right) = \log(G) = \frac{f_s^2 (g_R - 2\beta_{\text{TPA}})}{f_p^2 \beta_{\text{TPA}}} \log(1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}}) - \frac{\alpha_l L}{\ln 10} \quad (3.12)$$

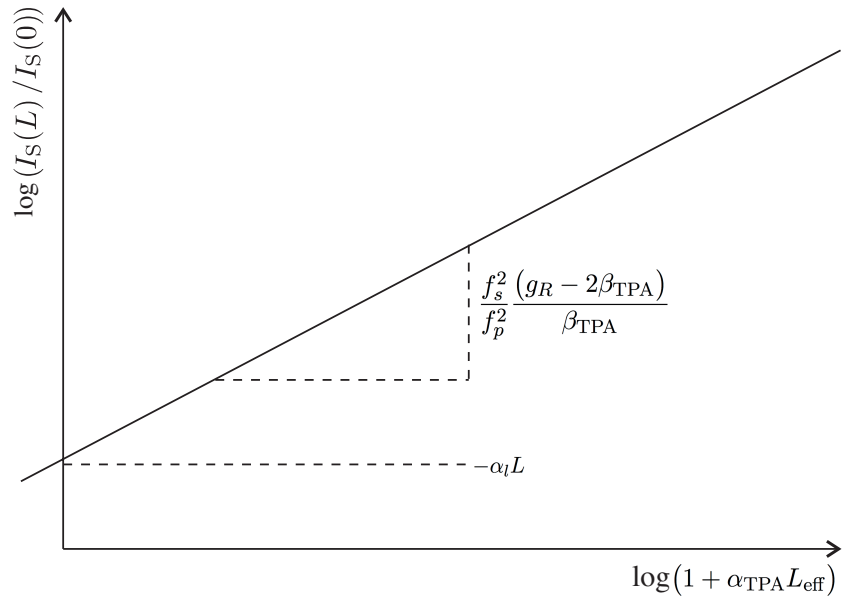
où $\alpha_{\text{TPA}} = f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p(0)$ et G est le facteur d'amplification. Ainsi, si l'on trace $\log(G)$ en fonction de $\log(1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}})$, nous obtenons une droite (voire figure 3.2). La pente de cette droite et son ordonnée à l'origine fournissent respectivement $\frac{f_s^2 (g_R - 2\beta_{\text{TPA}})}{f_p^2 \beta_{\text{TPA}}}$ et $-\alpha_l L$.

Nous définissons, par ailleurs, le gain on-off $G_{\text{on-off}}$, défini comme le rapport de l'intensité de la sonde en sortie de l'amplificateur en présence de pompe et l'intensité de la sonde en sortie de l'amplificateur en absence de pompe. Celui s'écrit, en décibel :

$$G_{\text{on-off}}^{\text{dB}} = 10 \log \left[\frac{I_s(L)}{I_s(0) e^{-\alpha_l L}} \right] = \frac{f_s^2 (g_R - 2\beta_{\text{TPA}})}{f_p^2 \beta_{\text{TPA}}} (1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}})_{\text{dB}} \quad (3.13)$$

Remarquons ici que l'expression de $G_{\text{on-off}}$ dépend des facteurs de champ locaux f_p et f_s en rapport des deux. Bien que α_{TPA} contienne un facteur f_p^4 , son influence sur le gain on-off est logarithmique. Une façon d'exalter le processus d'amplification serait alors de localiser la sonde bien plus que la pompe, afin de maximiser le rapport f_s^2/f_p^2 . Il est aussi intéressant de remarquer qu'en absence d'absorption à deux photons (voir équation (3.51)), les localisations de la pompe et de la sonde sont avantageuses pour l'amplification Raman. Nous voyons donc que les régimes de localisation diffèrent une fois de plus suivant les non-linéarités considérées comme nous l'avons remarqué au chapitre 2.

Figure 3.2. Illustration de l'équation (3.12), montrant le logarithme du facteur d'amplification en fonction du logarithme de $(1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}})$. La pente de la droite dépend du gain Raman g_R et du coefficient d'absorption à deux photons β_{TPA} . L'ordonnée à l'origine fournit le coefficient d'atténuation linéaire α_l .



3.3 Confrontation expérimentale : chute du gain Raman à cause de l'élargissement spectral de la pompe

Dans cette section, nous présentons une expérience d'amplification Raman dans un nanoguide de silicium. Nous décrivons ici, l'échantillon utilisé pour l'expérience, ainsi que le dispositif expérimental permettant d'effectuer une mesure pompe-sonde de l'amplification Raman.

3.3.1 Echantillon, dispositif expérimental et mesures préliminaires

L'échantillon que nous allons décrire a été spécifiquement réalisé pour le projet MIRAMAN qui fait l'objet des recherches de F. Kroeger visant à caractériser expérimentalement un amplificateur Raman dans un nanoguide de silicium.

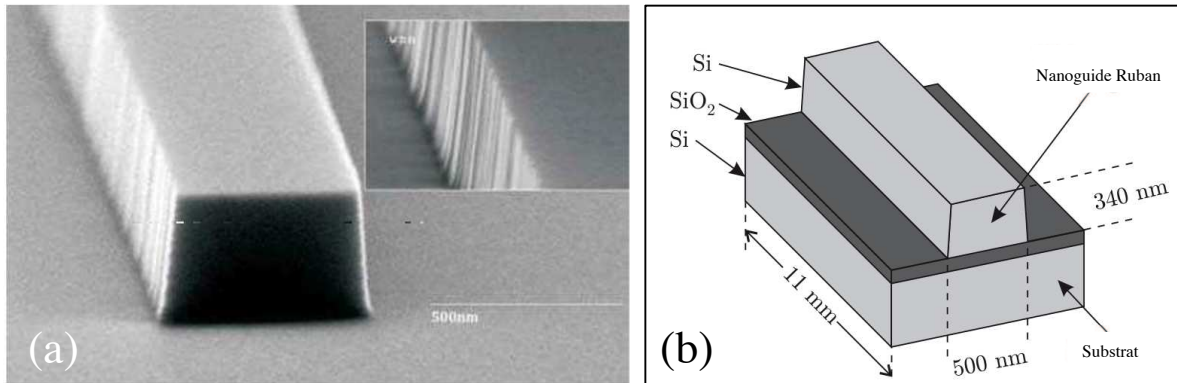


Figure 3.3. (a) Image prise au microscope électronique à balayage du guide ruban sur substrat étudié. (b) Schéma du nanoguide SOI fabriqué pour l'étude expérimentale (pas à l'échelle).

Table 3.1. Valeurs des paramètres de composant et du matériau utilisées dans les calculs

Nom du paramètre	Symbole	Valeur	Référence
Atténuation linéaire	α_l	100 m ⁻¹	[37]
Coefficient de TPA	β_{TPA}	0.8 cm/GW	[37]
Indice Kerr	n_2	6×10^{-18} m ² /W	[57]
Coefficient de gain Raman	g_R	8.9 cm/GW	[37]
Largeur de raie Raman	Γ_R	$\pi \times 105$ GHz	[3]
Fréquence de résonance Raman	Ω_R	$2\pi \times 15.6$ THz	[3]
Durée de vie des porteurs	τ_p	10 ns	[58]
Coefficient FCR	σ_n	-1.35×10^{-21} cm ³	[57]
Coefficient FCR	σ_a	1.45×10^{-17} cm ²	[57]
Longueur d'onde du signal	λ_s	1.55 μm	[37]
Longueur d'onde de pompe	λ_p	1.434 μm	[37]
Facteur de champ local pour l'onde signal	f_s	1.21	[37]
Facteur de champ local pour l'onde de pompe	f_p	1.21	[37]

Echantillon de silicium sur isolant utilisé pour l'expérience

L'échantillon utilisé (voire figure 3.3) a été fabriqué par notre collaborateur D. Peyrade du LTM de Grenoble. Sur l'échantillon, il y a plusieurs guides rubans identiques déposés sur des couches de silice de 2 μm d'épaisseur. Ces couches sont elles-même déposées sur substrat de silicium. Tous les guides ont une largeur de 500 nm et une hauteur de 340 nm. Ces dimensions sont petites par rapport à la longueur d'onde de travail aux alentours de 1.5 μm . Ceci signifie que l'aire effective du mode n'est que de $A_{\text{eff}} = 0.17 \mu\text{m}^2$. Les guides font 11 mm de long suivant la direction cristallographique [110] du silicium. La figure 3.3 est une illustration de la structure de l'échantillon de silicium sur isolant [56].

L. Yin et al. montre que pour des intensités de pompe relativement faibles ($I_p < 3 \text{ GW/cm}^2$) pour des impulsions de 10 ps environ [57], l'absorption des porteurs libres peut une nouvelle fois être négligée par rapport à l'absorption à deux photons dans les équations couplées. De plus, nous pouvons aussi négliger le terme de dispersion car sa contribution est faible ($\beta_2 \approx -1\text{ps}^2/\text{m}$ correspondant à une longueur de dispersion $L_D = 100 \text{ m}$) dans les guides ruban de silicium tels que ceux que nous étudions [3].

Le tableau 3.1 regroupe les valeurs des différents paramètres qui serviront pour toutes les applications et simulations numériques.

Banc de caractérisation non-linéaire

Le schéma de l'expérience est détaillé sur la figure 3.4. Le faisceau pompe est délivré par la source OPO présentée au chapitre 2. Les impulsions pompe ont une durée voisine de $(2T)=15$ ps (largeur totale à 1/e) et le taux de répétition vaut 80 MHz. Le faisceau signal provient d'une source à diode laser accordable en longueur d'onde (TUNICS) modulée en intensité à l'aide d'un modulateur en Niobate de Lithium (LiNbO₃). Afin de générer des impulsions signal synchrones avec le faisceau pompe, une fraction du faisceau issu de l'OPO est envoyée sur un détecteur rapide, dont la bande passante vaut 12 GHz, relié à l'entrée RF d'un modulateur. Nous produisons ainsi des impulsions signal d'une durée de 150 ps, accordables autour de 1550 nm. Une ligne à retard optique est disposée en sortie de l'OPO afin d'optimiser le recouvrement temporel dans l'échantillon entre les impulsions pompe et signal. Les faisceaux signal et pompe sont superposés spatialement à l'aide d'une lame dichroïque DM, avant injection dans l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope (MO) dont l'ouverture numérique vaut 0.85. Les faisceaux en

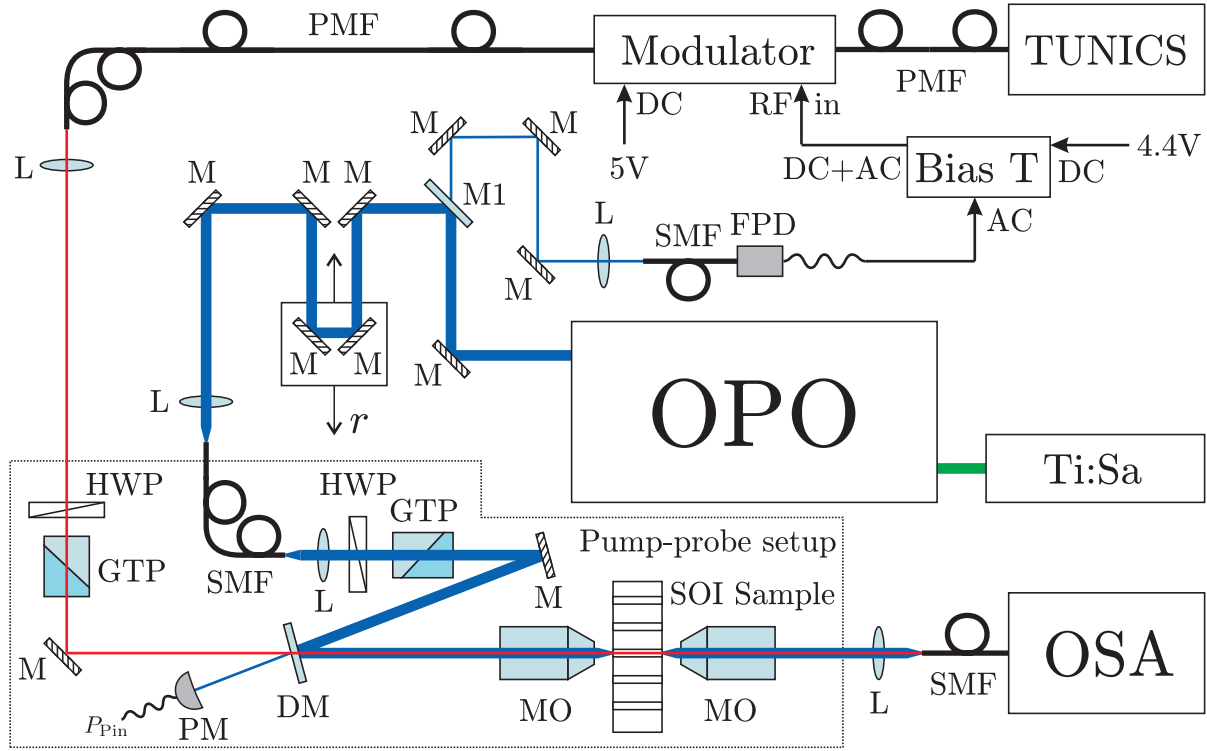


Figure 3.4. Dispositif expérimental pour l'expérience pompe-sonde dans le guide ruban de silicium. La source hybride est constituée d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) délivrant des impulsions de pompe et d'une diode laser fonctionnant en régime continu (TUNICS), modulée en intensité par un modulateur en LiNbO₃ pour générer des impulsions de sonde. M : miroir, L : lentille, SMF : fibre monomode, PMF : fibre à maintien de polarisation, FPD : photo-détecteur rapide, HWP : lame demi-onde, GTP : polariseur de Glan-Taylor, DM : miroir dichroïque, MO : objectif de microscope, PM : puissance-mètre calibré mesurant la puissance de pompe en entrée P_p^e , OSA : analyseur de spectre optique.

sortie du guide sont collimatés à l'aide d'un second objectif de microscope identique au premier, puis analysés à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA).

Deux prismes de Glan-Taylor (GTP) sont disposés en amont de l'injection pour chacun des deux faisceaux, afin de sélectionner les directions de polarisation TE et TM, respectivement pour la pompe et le signal. Cette configuration assure un coefficient de gain Raman maximal [3].

Localisation, pertes linéaires et coefficient de couplage

Nous avons au préalable effectué une mesure de spectroscopie linéaire en transmission qui nous a permis de mesurer le coefficient d'atténuation, ainsi que le facteur de champ local pour la pompe et la sonde aux longueurs d'onde de travail. La méthode de mesure est identique à celle présentée au chapitre 2 concernant la mesure du facteur de champ local et fournit :

$$f_p = f_s = 1.21 \quad (3.14)$$

Cette étude est détaillée dans le manuscrit de thèse de Felix Kroeger. Nous reprenons ici les principaux résultats essentiels à notre étude.

Pour mesurer le coefficient d'atténuation linéaire, nous effectuons une mesure de l'amplitude de modulation des franges de Fabry-Perot. En reprenant l'équation (2.15) fournissant la puissance de sortie du modèle Fabry-Perot du guide, et en incluant les pertes linéaires, nous obtenons :

$$P_s = \frac{\kappa_s}{\kappa_e} P_e T_1 T_2 e^{-\alpha_l L} (1 + m \cos [2\phi(\lambda)]) \quad (3.15)$$

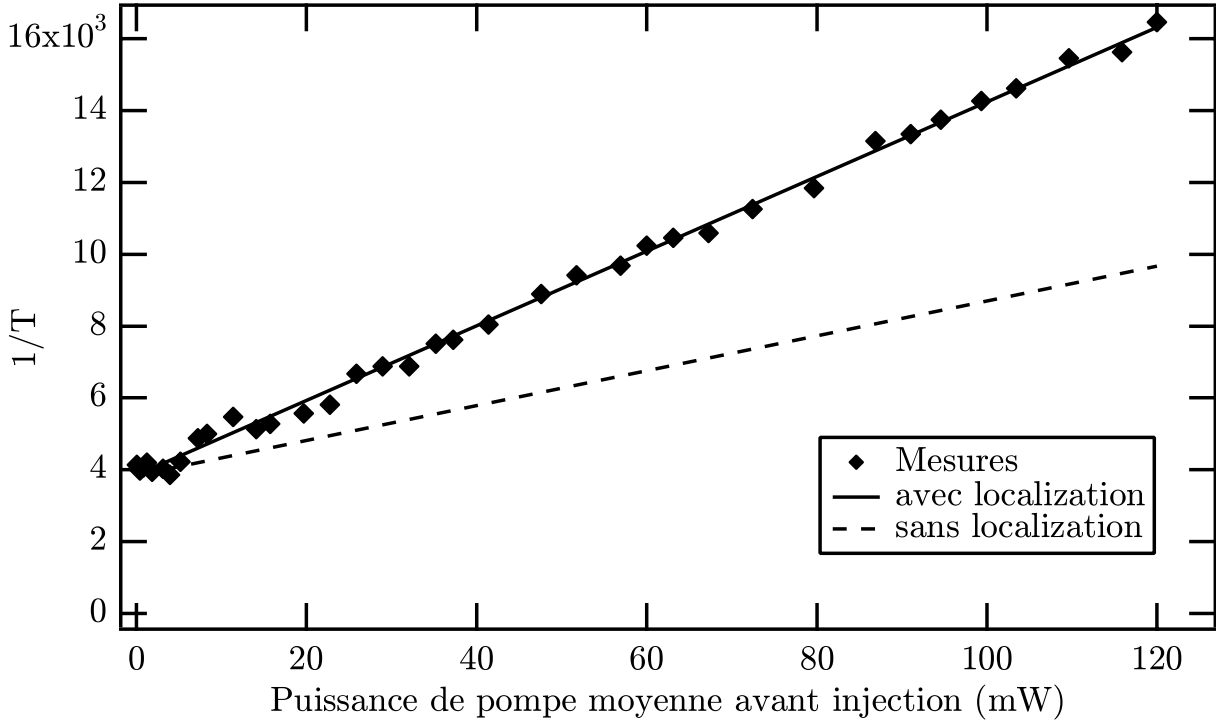


Figure 3.5. Evolution de l'inverse de la transmission du faisceau pompe en fonction de la puissance de pompe moyenne incidente. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes en trait plein et pointillé donnent des valeurs théoriques de l'évolution de la puissance sous l'effet du TPA. La courbe en trait plein tient compte de l'effet du champ local, alors que la courbe en pointillé n'en tient pas compte.

où m est l'amplitude de modulation et vaut :

$$m = \sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha_l L} \quad (3.16)$$

En prenant $R_1 = R_2 = 30\%$, calculés à partir des coefficients de Fresnel, nous déduisons le coefficient d'atténuation α_l qui vaut 1 cm^{-1} .

Nous savons que la transmission non-linéaire de la pompe prend la forme :

$$T = \frac{I_p(L)}{I_p(0)} = \frac{I_p(0) e^{-\alpha_l L}}{1 + f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p(0) L_{\text{eff}}} \quad (3.17)$$

En notant I_p^e et I_p^s les intensités extérieures en entrée et en sortie du guide, nous avons :

$$I_p^e = I_p(0) / \kappa_e \quad (3.18)$$

$$I_p^s = \kappa_s I_p(L) \quad (3.19)$$

où κ_e et κ_s sont les coefficients de couplage respectifs en entrée et en sortie du guide. On peut alors écrire l'inverse de la transmission sous la forme :

$$\frac{1}{T} = \left[\frac{1}{\kappa_s \kappa_e} + f_p^4 \beta_{\text{TPA}} \kappa_e I_p^e L_{\text{eff}} \right] e^{-\alpha_l L} \quad (3.20)$$

Nous effectuons alors une mesure de $1/T$ en fonction de la puissance moyenne d'entrée avant le guide $\langle P_p^e \rangle = \langle I_p^e \rangle A_{\text{eff}}$, où $\langle I_p^e \rangle = \frac{I_p^e}{2\nu_{\text{rep}} T_p}$. Cette mesure est portée sur la figure 3.5. On reconnaît l'évolution linéaire attendue d'après l'équation (3.20), montrant bien que

l'absorption des porteurs libres, qui induirait un écart à cette linéarité est bien négligeable dans nos conditions de mesures, comme prédit par *L. Yin et al.* [57]. Cette courbe est une droite d'équation $a + b < P_p^e >$, avec :

$$a = \frac{e^{-\alpha L}}{\kappa_e \kappa_s}, \quad b = \frac{f_p^4 \beta_{\text{TPA}} e^{-\alpha_i} L_{\text{eff}} \kappa_e}{2 A_{\text{eff}} \nu_{\text{rep}} T_p} \quad (3.21)$$

La régression linéaire sur la droite de la figure 3.5 fournit les coefficients numériques suivants :

$$a = 3846, \quad b = 103 \text{ mW}^{-1} \quad (3.22)$$

Tous les coefficients de a et b sont connus à l'exception des coefficients de couplage qui peuvent être déduits des mesures par combinaison. On prend $\beta_{\text{TPA}} = 0.8 \text{ cm/GW}$ [26], $\nu_{\text{rep}} = 80 \text{ MHz}$, $T_p = 15 \text{ ps}$, $L = 11 \text{ mm}$ et $A_{\text{eff}} = 0.17 \text{ }\mu\text{m}^2$. f_p et α_i ont été mesurés précédemment. On en déduit :

$$\kappa_e = 4.8\%, \quad \kappa_s = 1.6\% \quad (3.23)$$

Afin de signifier l'influence du facteur de champ local, nous avons tracé sur la figure 3.5, l'allure théorique de l'évolution de $1/T$ en supposant $f_p = 1$ (courbe en pointillé). La disparité entre les deux courbes illustre une nouvelle fois la nécessité de prendre en compte dans les mesures, l'effet du facteur de champ local. Même dans le cas d'un régime très modéré de lumière lente comme celui-ci ($c/5$), le renforcement des non-linéarités produit des effets non-négligeables. Il est à noter que ces effets n'avaient jusqu'à présent, jamais été pris en compte dans les travaux portant sur les études de nanoguides en régime non-linéaire.

3.3.2 Mise en évidence de la chute du gain Raman

Les spectres des faisceaux pompe et signal mesurés en sortie du guide pour différentes puissances de pompe incidente sont portés sur la figure 3.6, respectivement en (a) et (b). Ces mêmes spectres sont représentés en échelle log sur la figure (c) et (d). La longueur d'onde incidente du faisceau de pompe est fixée à 1441 nm. La longueur d'onde du faisceau signal, ainsi que la ligne à retard, sont ajustées pour maximiser l'amplification Raman. On observe très clairement sur les spectres (a) et (c), que le faisceau pompe subit un très fort élargissement spectral après propagation et que celui-ci augmente avec la puissance de pompe incidente. Cet élargissement est caractéristique de l'automodulation de phase. Il est le résultat conjugué de l'effet Kerr et de la réfraction des porteurs libres. L'effet Kerr optique modifie instantanément la phase non-linéaire de l'impulsion et contribue à élargir de manière symétrique le spectre, alors que la réfraction des porteurs libres produit un décalage vers le bleu.

Les spectres du signal sont composés d'un pic étroit, directement relié à la durée de l'impulsion signal qui vaut 150 ps. Au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente, le spectre du signal s'élargit et augmente. Cette partie du spectre signifie que seule la fraction temporelle de l'impulsion signal qui se recouvre avec l'impulsion pompe (sur environ 15 ps), est amplifiée. De même que pour le spectre de la pompe, la partie du spectre associée au signal amplifié s'élargit et est décalée vers le bleu à mesure que la puissance de pompe augmente. Ceci est le résultat de l'effet Kerr croisé et de la réfraction des porteurs libres. La longueur d'onde de la sonde a été fixée de sorte que la partie du spectre centrée autour de 1557.3 nm, pour une puissance de pompe de 120 mW, coïncide avec la longueur d'onde associée à la diffusion Raman spontanée observée en l'absence de signal.

Notre modèle simplifié prévoit une évolution linéaire du gain on-off de l'amplificateur en fonction de $(1 + \alpha_{\text{TPA}})_{\text{dB}}$ (voir équation (3.13)). En supposant que la partie du signal amplifié subit essentiellement un décalage vers le bleu, sa puissance de sortie peut aisément s'extraire des spectres (b) et (d) de la figure 3.6 et le tracé de $G_{\text{on-off}}^{\text{dB}}$ est possible. Sur la figure 3.7

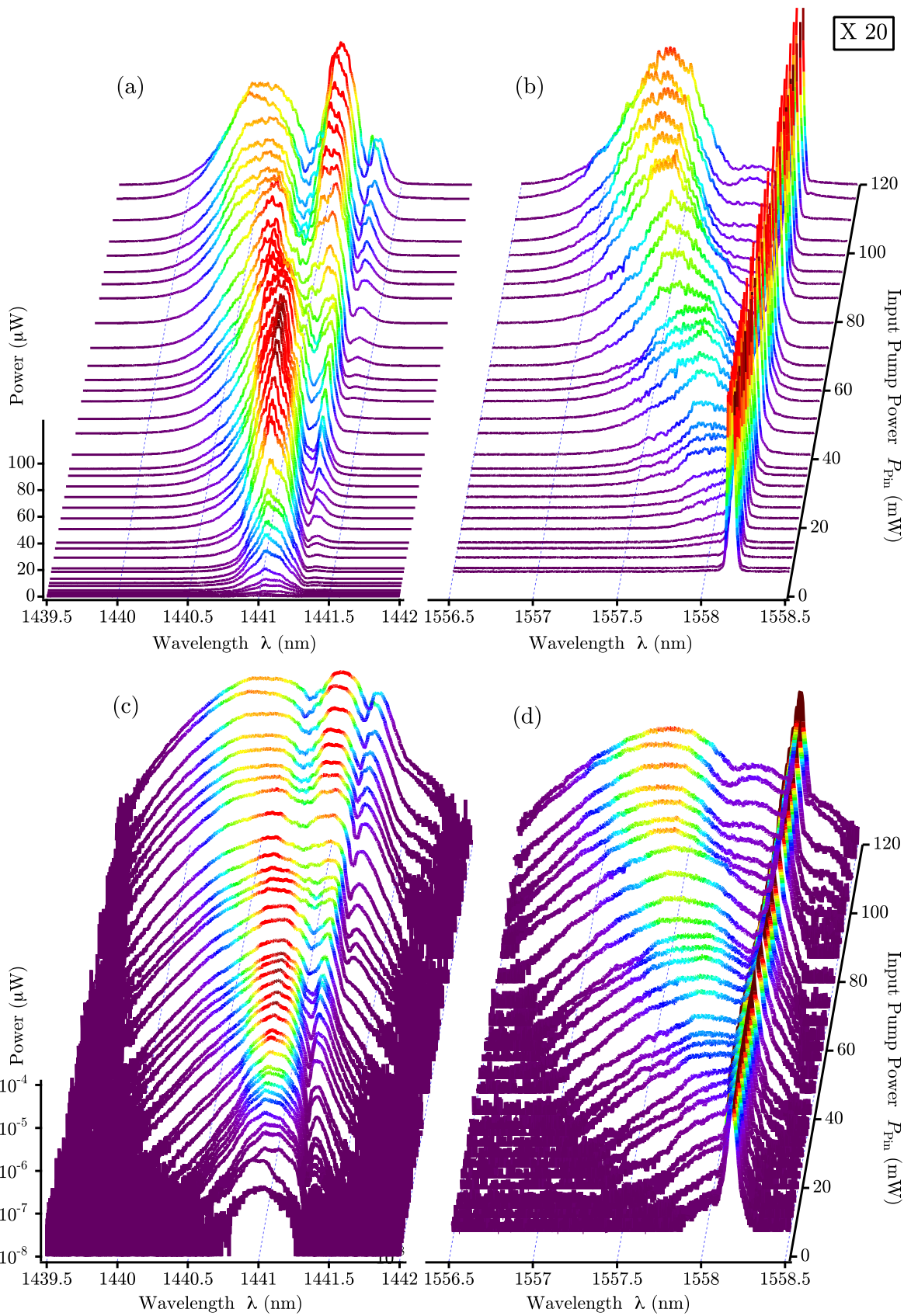


Figure 3.6. Spectres optiques mesurés en sortie du nanoguide pour les faisceaux pompe et signal, respectivement en (a) et (b) en échelle linéaire (et (c) et (d) en échelle log) pour différentes puissances de pompe incidente.

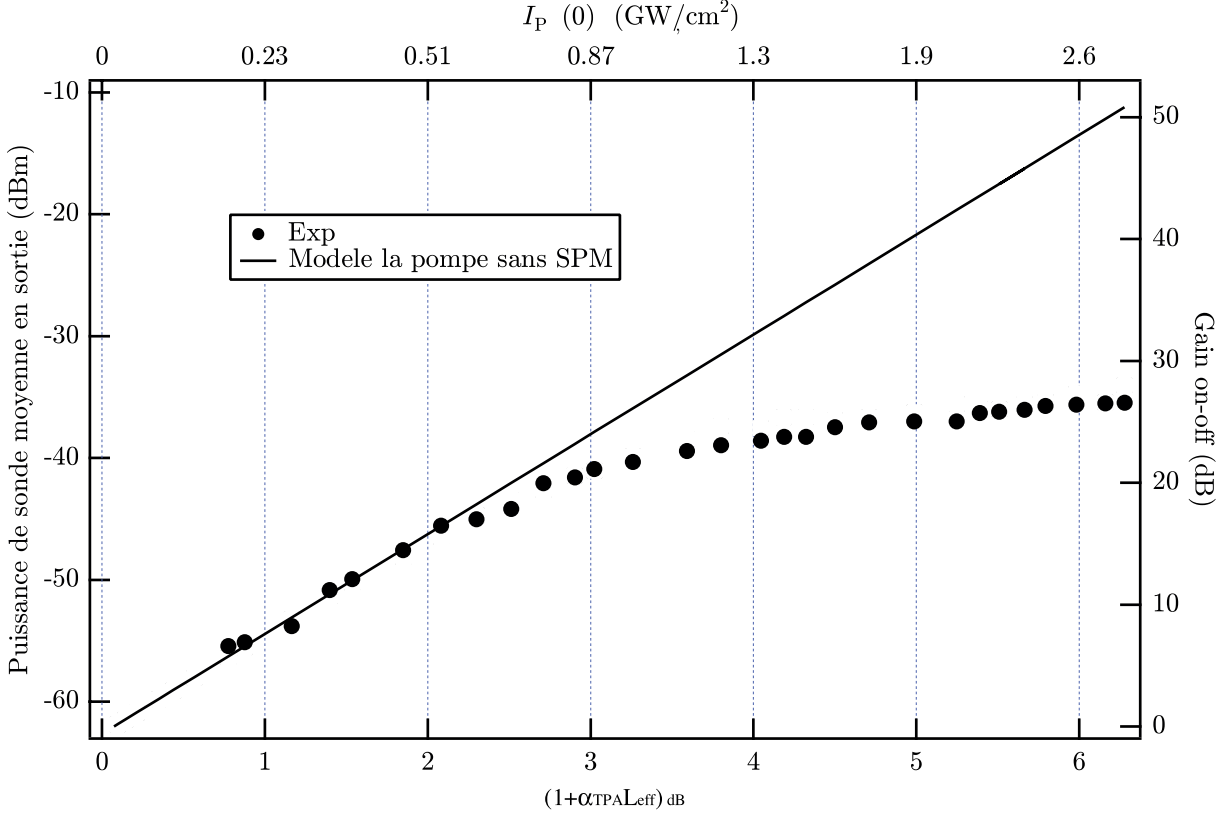


Figure 3.7. Allure de la puissance signal mesurée en sortie du nanoguide et du gain Raman on-off de l'amplificateur en fonction de $(1 + \alpha_{TPA})_{dB}$, que l'on peut directement relier à l'intensité-crête de la pompe.

est tracé G_{on-off}^{dB} en fonction de $(1 + \alpha_{TPA})_{dB}$. La puissance d'entrée du signal est constante. Contrairement à ce à quoi on peut s'attendre à partir de l'équation (3.13), le gain s'écarte de l'évolution linéaire pour $(1 + \alpha_{TPA})_{dB} > 2$ dB, puis sature. Cette allure met très clairement en évidence un phénomène de saturation de l'amplification Raman qui ne peut s'expliquer par l'effet de déplétion de la pompe par TPA (puisqu'il est pris en compte) ou par SRS. Il se produit donc nécessairement une décroissance du gain Raman. Grâce aux données de la figure 3.7, nous pouvons tracer l'allure de ce gain Raman *effectif* en fonction de l'énergie de la pompe. A partir de l'équation (3.13), nous écrivons :

$$g_R^{eff} = 2\beta_{TPA} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{f_p^2}{f_s^2} \frac{G_{on-off}^{dB}}{(1 + \alpha_{TPA})_{dB}} \right] \quad (3.24)$$

Sur la figure 3.8, nous traçons le gain Raman effectif ainsi extrait à partir des données expérimentales de G_{on-off}^{dB} . Nous observons une chute du gain Raman au fur et à mesure que l'énergie de la pompe augmente. Ceci ne peut venir que des effets de phase puisque ceux-ci ont été négligés dans la description classique de l'effet Raman. Cette décroissance est en fait due à l'élargissement spectral subi par la pompe au cours de la propagation à cause, précisément, de ces effets de phase. Autrement dit, l'automodulation de phase due à l'effet Kerr et la réfraction des porteurs libres générés par absorption à deux photons produisent un élargissement spectral du type de ceux étudiés au chapitre précédent. L'impulsion de pompe utilisée pour cette expérience a une demi-largeur à $1/e$ valant $T_p = 7$ ps, ce qui correspond à une largeur spectrale $\Omega_p = \frac{1}{T_p} \approx 143$ GHz à comparer à la largeur de raie Raman $\Gamma_R = \pi \times 105$ GHz. Toutefois, cette largeur est fonction de l'énergie de pompe, puisqu'elle provoque une modulation de la phase, qui à son tour

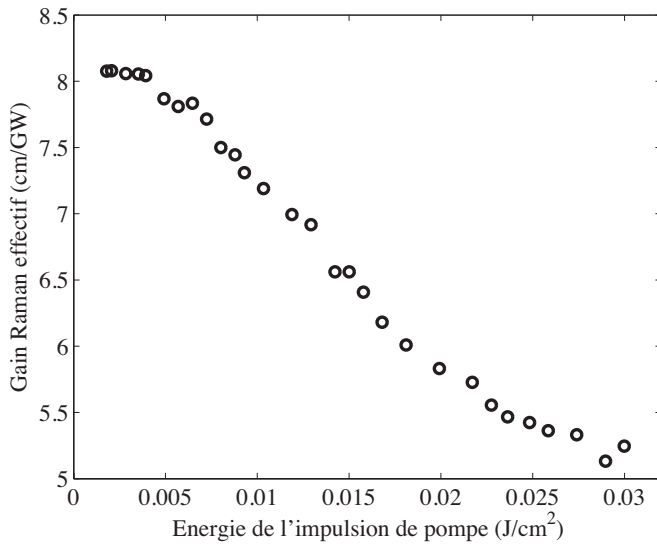


Figure 3.8. Gain Raman effectif g_R^{eff} extrait des données expérimentales de la figure 3.7 en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe. On observe une chute nette du gain Raman au fur et à mesure que l'énergie de la pompe augmente.

provoque un élargissement spectral, si bien que lorsque cette largeur est proche de la largeur de raie Raman Γ_R , on entre dans un régime transitoire, faisant nécessairement décroître le gain Raman.

Au-delà de cette description qualitative et puisque le modèle classique de l'amplification Raman en présence d'absorption à deux photons est mis en défaut, il s'agit d'établir un modèle analytique à partir de tous les effets non-linéaires présents dans l'expérience, aussi bien les termes agissant sur l'amplitude que les termes agissant sur la phase. A ce jour, l'étude analytique de ce régime n'a pas encore été abordée.

3.4 Modélisation de la chute du gain Raman par élargissement spectral de la pompe

Dans cette section, nous considérons une situation expérimentale dans laquelle un faisceau de pompe et un faisceau signal aux fréquences ω_p et ω_s respectivement se propagent dans un guide de silicium. Ces impulsions interagissent par diffusion Raman stimulée, permettant le transfert d'énergie de la pompe vers la sonde. En même temps, les deux impulsions sont affectées par les pertes linéaires, les pertes non-linéaires (absorption à deux photons) et les déphasages non-linéaires (automodulation de phase). De plus, les porteurs libres générés par absorption à deux photons agissent aussi sur les deux impulsions par l'intermédiaire de la réfraction et l'absorption des porteurs libres.

Pour pouvoir modéliser rigoureusement la propagation non-linéaire d'impulsions optiques dans un amplificateur Raman, il faut considérer les deux équations non-linéaires pour la pompe

et la sonde présentées au premier chapitre ((1.67) et (1.68)) :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_s}{\partial z} &= if_p^2 f_s^2 \gamma_R A_p(z, t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') e^{-i\Omega_{sp}(t-t')} A_p^*(z, t') A_s(z, t') dt' \\
 &+ ik_s f_s^2 [2f_p^2 n_2(1+ir_s)|A_p(z, t)|^2 + \sigma_n N(z, t)] A_s(z, t) \\
 &- \left(\frac{\alpha_l}{2} + f_s^2 \sigma_a N(z, t) \right) A_s(z, t) \\
 &+ i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{i^m \beta_m}{m!} \frac{\partial^m A_s}{\partial t^m}
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_p}{\partial z} &= if_p^2 f_s^2 \gamma_R A_s(z, t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') e^{-i\Omega_{ps}(t-t')} A_s^*(z, t') A_p(z, t') dt' \\
 &+ ik_p f_p^2 [f_s^2 n_2(1+ir_p)|A_p(z, t)|^2 + \sigma_n N(z, t)] A_p(z, t) \\
 &- \left(\frac{\alpha_l}{2} + f_p^2 \sigma_a N(z, t) \right) A_p(z, t) \\
 &+ i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{i^m \beta_m}{m!} \frac{\partial^m A_p}{\partial t^m}
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

Les porteurs libres $N(z, t)$ sont régis par l'équation de génération suivante :

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = \frac{f_p^4 \beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega_p} |A_p(z, t)|^4 \tag{3.27}$$

Nous négligeons le temps de recombinaison des porteurs libres car celui-ci est très grand dans le silicium (~ 1 ns typiquement) par rapport à la durée typique des impulsions que nous considérons (régime picoseconde), et est inférieur à l'intervalle de temps entre deux impulsions. En effet, à une cadence de 80 MHz, il y a 12.5 ns entre chaque impulsion.

Nous souhaitons étudier la propagation d'impulsions dans le régime picoseconde. Cependant, ces équations n'admettent pas de solutions analytiques et nous devons recourir à une méthode numérique pour modéliser la propagation et l'amplification Raman dans un guide de silicium. Cette méthode numérique présente l'avantage d'effectuer une résolution complète des équations de propagation, mais n'apporte pas beaucoup d'éclairage sur la physique des processus mis en jeu. Notre démarche étant d'obtenir des résultats analytiques, en effectuant quelques approximations, nous utilisons cette méthode numérique afin de la comparer à nos prédictions analytiques.

3.4.1 Méthode split-step Fourier

Pour effectuer cette modélisation numérique, nous utilisons la méthode dite *split-step Fourier* [2]. Cette méthode utilise le domaine de Fourier en effectuant un échantillonnage temporel adéquat pour résoudre un système d'équations différentielles. On scinde les équations couplées pour la pompe et la sonde en une partie linéaire qui est résolue dans le domaine de Fourier et une partie non-linéaire qui est résolue dans le domaine temporel (TPA, effet Kerr et FCR). Le terme correspondant à l'effet Raman est résolu alternativement dans les deux domaines, car il contient un produit de convolution. Puisque les équations sont résolues de manière alternative, cette méthode suppose que chaque partie agit de manière indépendante. Toutefois, il est possible d'obtenir des résultats numériques précis et valables en choisissant un pas selon la longueur de propagation du guide z qui est suffisamment petit. L'annexe B contient le code MATLAB dans son intégralité.

Une autre méthode, souvent utilisée pour modéliser la propagation d'impulsions en régime non-linéaire est la méthode des éléments finis (en anglais *finite-difference time-domain-FDTD*) [59]. Cette méthode présente l'avantage d'être bien plus rigoureuse, car elle calcule les solutions

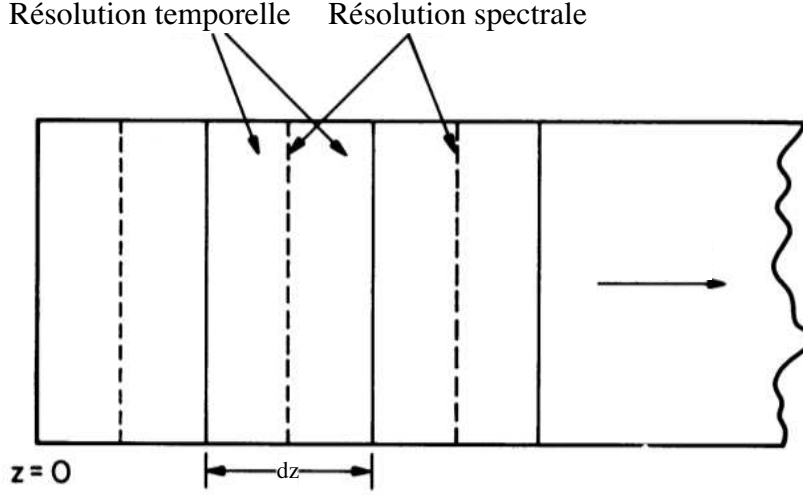


Figure 3.9. Schéma illustrant la méthode *split step Fourier* utilisée pour effectuer des calculs numériques. L'espace de propagation est divisé en un grand nombre de segments de longueur dz . À l'intérieur d'un segment, l'effet des non-linéarités est intégré au milieu de la tranche dz , représenté par des pointillés.

directement à partir des équations de Maxwell sans effectuer d'approximation de l'enveloppe lentement variable. Ainsi, cette méthode convient notamment à la modélisation d'impulsions ultra-brèves (de l'ordre d'un cycle optique). Toutefois, cette méthode est beaucoup plus coûteuse en temps de calcul et est beaucoup plus complexe à implémenter pour l'optique non-linéaire [60].

Pour procéder, nous commençons par subdiviser le domaine de propagation s'étendant de $z = 0$ à $z = L$ en éléments infinitésimaux d'intégration dz (voir illustration 3.9). En observant, les équations (3.25) et (3.26), on s'aperçoit que le terme de dispersion devrait être résolu dans l'espace de Fourier car la dérivation temporelle est transformée en un produit par $(i\omega)$. Tous les autres termes, à l'exception de l'effet Raman sont résolus dans l'espace temporel. Nous ne prendrons que l'équation de la sonde à titre d'exemple. La méthode de résolution pour la pompe est identique. Ainsi, sur chaque tranche dz , nous résolvons les deux équations suivantes pour la sonde :

$$\frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial z} = \left[i \sum_{m=0}^{\infty} i^m \frac{\beta_m}{m!} (i\omega)^m - \frac{\alpha_l}{2} \right] \tilde{A}_s(z, \omega) \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = ik_s f_s^2 [2f_p^2 n_2 (1 + ir_s) |A_p(z, t)|^2 + \sigma_n N(z, t)] A_s(z, t) - f_s^2 \sigma_a N(z, t) A_s(z, t) \quad (3.29)$$

Etant donné $\tilde{A}_s(z, \omega)$, pour chaque tranche dz , nous commençons par intégrer (3.28) :

$$\tilde{A}_s(z + dz, \omega) = \tilde{A}_s(z, \omega) \exp \left[\left(i \sum_{m=0}^{\infty} i^m \frac{\beta_m}{m!} (i\omega)^m - \frac{\alpha_l}{2} \right) dz \right] \quad (3.30)$$

Nous résolvons ensuite l'équation (3.27), fournissant l'évolution temporelle de $N(z, t)$. Nous obtenons $A_s(z, t)$ par transformée de Fourier inverse de $\tilde{A}_s(z, \omega)$, ce qui nous permet d'effectuer la propagation dans le domaine temporel sur la tranche dz à partir de l'équation (3.29) :

$$\begin{aligned} A_s(z + dz, t) &= \text{TF}^{-1} \left[\tilde{A}_s(z, \omega) \right] \exp \left[\left(\eta_1 \left| \text{TF}^{-1} \left[\tilde{A}_p(z, \omega) \right] \right|^2 + \eta_2 N(z, t) \right) dz \right] \\ &= A_s(z, t) \exp \left[(\eta_1 |A_p(z, t)|^2 + \eta_2 N(z, t)) dz \right] \end{aligned} \quad (3.31)$$

Ici, $\eta_1 = 2ik_s f_s^2 f_p^2 n_2 (1 + ir_s)$ et $\eta_2 = f_s^2 (ik_s \sigma_n + \sigma_a)$. La transformation de Fourier de la dernière équation fournit $\tilde{A}_s(z + dz, \omega)$ et la propagation peut être effectuée sur la tranche suivante.

Le cas de l'amplification Raman est particulier car il contient un produit de convolution qui se transforme en produit dans le domaine de Fourier. Son intégration dans la propagation s'effectue donc de la manière suivante :

$$A_s(z + dz, t) = A_s(z, t) + i f_p^2 f_s^2 \gamma_R A_p(z, t) \text{TF}^{-1} \left\{ \tilde{H}_R(\omega - \Omega_{ps}) \text{TF} [A_p^*(z, t) A_s(z, t)] \right\} dz \quad (3.32)$$

Maintenant que nous avons une méthode numérique de calcul, nous pouvons effectuer un certain nombre d'hypothèses, nous permettant de dégager des solutions analytiques, tout en vérifiant qu'elles sont valables avec les solutions numériques, avant d'effectuer une confrontation finale avec les résultats expérimentaux.

3.4.2 Gain Raman effectif et influence sur le modèle basique

Gain Raman effectif

Nous considérons ici, l'amplification Raman seule, sans autre effet non-linéaire, dans le but de comprendre l'influence de la largeur spectrale des signaux présents dans l'amplificateur sur la valeur du gain Raman. Pour cela, il faut considérer le premier terme de l'équation (3.25). La présence d'un produit de convolution dans l'équation impose que la largeur spectrale des impulsions joue un rôle. Nous négligeons aussi l'atténuation linéaire pour simplifier les formules. En utilisant le théorème de convolution (voir A.1 de l'annexe A), l'équation de propagation pour le signal se simplifie sous la forme suivante, en la réécrivant dans le domaine de Fourier :

$$\frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial z} = \frac{i}{(2\pi)^2} f_p^2 f_s^2 g_R \frac{\Gamma_R}{\Omega_R} \tilde{A}_p(z, \omega) \otimes [\tilde{H}_R(\omega - \Omega_{ps}) \{ \tilde{A}_p^*(z, \omega) \otimes \tilde{A}_s(z, \omega) \}] \quad (3.33)$$

où \otimes représente le produit de convolution. Celui-ci est défini suivant la convention suivante :

$$f \otimes g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y) g(x - y) dy \quad (3.34)$$

Nous supposons maintenant que les impulsions pompe et sonde ont un profil gaussien dans le domaine temporel ainsi que dans le domaine spectral et que ces profils restent gaussiens au cours de la propagation dans le guide. Nous écrivons alors les enveloppes du champ $A_j(z, t)$, ainsi que leurs transformées de Fourier $\tilde{A}_j(z, \omega)$ de la manière suivante :

$$A_j(z, t) = A_j(z, 0) \exp(-t^2/2T_j^2), \quad (3.35)$$

$$\tilde{A}_j(z, \omega) = \tilde{A}_j(z, 0) \exp(-\omega^2/2\Omega_j^2), \quad (3.36)$$

où $j = s, p$. Les T_j et Ω_j représentent les demi-largeurs à 1/e des profils gaussiens et satisfont la relation de Fourier $\Omega_j = 1/T_j$.

Nous ignorons les effets de la partie réelle de la réponse Raman qui est responsable d'effets de lumière lente dus à la dispersion Raman. Nous vérifions numériquement que l'effet de la partie imaginaire est bien négligeable. Les effets étudiés étant reliés à la largeur spectrale finie du gain Raman plus qu'à la forme exacte de la raie Raman, nous supposons de plus que la partie imaginaire de $\tilde{H}_R(\Omega)$, reliée au gain spectral ayant un profil lorentzien, peut être approchée par une fonction gaussienne. Nous effectuons cette approximation afin d'établir des solutions analytiques simples. En effet, dans la mesure où les impulsions considérées sont toutes gaussiennes, ceci simplifie grandement les produits de convolution. Ainsi, proche de la résonance Raman ($\Omega = \Omega_R$), nous constatons que la forme suivante correspond à un bon ajustement du profil lorentzien du spectre Raman, car il correspond à un ajustement basé sur la méthode des moindres carrés :

$$\text{Im} \left[\tilde{H}_R(\Omega) \right] \approx \frac{\Omega_R}{2\Gamma_R} \exp \left[-\frac{(\Omega - \Omega_R)^2}{2\Gamma_R^2} \right] = \frac{\Omega_R}{2\Gamma_R} \exp \left[-\frac{\omega^2}{2\Gamma_R^2} \right] = \tilde{H}_R(\omega) \quad (3.37)$$

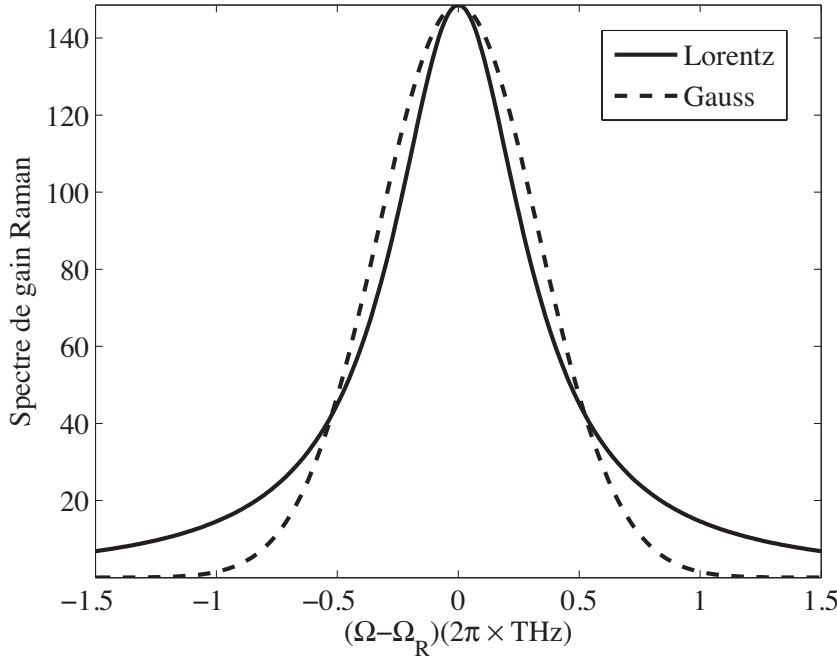


Figure 3.10. Comparaison entre l'approximation gaussienne du profil de gain Raman au vrai profil lorentzien obtenu en utilisant $\text{Im}[\tilde{H}_R(\Omega)]$.

A partir de maintenant, nous considérerons la fonction $\tilde{H}_R(\omega)$ comme centrée en 0, au lieu d'être centrée sur la résonance, en effectuant le changement de variable $\omega = \Omega - \Omega_R$. Nous effectuons ce centrage, dans un souci de simplification des notations, car les profils d'impulsions sont aussi centrés en 0. La figure 3.10 permet de comparer l'approximation gaussienne avec le profil lorentzien du spectre de gain Raman et de voir le bon accord entre les deux formes spectrales.

Avant de détailler le calcul de l'équation (3.33), nous rappelons la forme que prend la convolution de deux fonctions gaussiennes de type $e^{-\frac{x^2}{A^2}}$ et $e^{-\frac{x^2}{B^2}}$

$$e^{-\frac{x^2}{A^2}} \otimes e^{-\frac{x^2}{B^2}} = \sqrt{\pi} \frac{AB}{\sqrt{A^2 + B^2}} \exp\left[-\frac{x^2}{A^2 + B^2}\right] \quad (3.38)$$

tandis que le produit de deux fonctions gaussiennes donne :

$$e^{-\frac{x^2}{A^2}} e^{-\frac{x^2}{B^2}} = \exp\left[-\frac{x^2 (A^2 + B^2)}{A^2 B^2}\right] \quad (3.39)$$

Ainsi, nous pouvons calculer le terme Raman de l'équation (3.33) sous forme analytique. Procédons par étape :

$$\tilde{A}_p^*(z, \omega) \otimes \tilde{A}_s(z, \omega) = \sqrt{2\pi} \tilde{A}_p^*(z, 0) \tilde{A}_s(z, 0) \frac{\Omega_p \Omega_s}{\Omega'} \exp\left[-\frac{\omega^2}{2\Omega'^2}\right] \quad (3.40)$$

où $\Omega'^2 = \Omega_p^2 + \Omega_s^2$. Puis :

$$\tilde{H}_R(\omega) \{\tilde{A}_p^*(z, \omega) \otimes \tilde{A}_s(z, \omega)\} = \sqrt{2\pi} \frac{\Omega_R}{2\Gamma_R} \tilde{A}_p^*(z, 0) \tilde{A}_s(z, 0) \frac{\Omega_p \Omega_s}{\Omega'} \exp\left[-\frac{\omega^2}{2\Omega'^2}\right] \quad (3.41)$$

avec $\Omega'^2 = \frac{\Omega'^2 \Gamma_R^2}{\Omega'^2 + \Gamma_R^2}$. Finalement :

$$\begin{aligned} & \tilde{A}_p(z, \omega) \otimes [\tilde{H}_R(\omega) \{\tilde{A}_p^*(z, \omega) \otimes \tilde{A}_s(z, \omega)\}] \\ &= \pi \frac{\Omega_R}{\Gamma_R} |\tilde{A}_p(z, 0)|^2 \tilde{A}_s(z, 0) \frac{\Omega_p^2 \Omega_s \Omega^*}{\Omega' \Omega_{\text{eff}}} \exp\left[-\frac{\omega^2}{2\Omega_{\text{eff}}^2}\right] \end{aligned} \quad (3.42)$$

ici, $\Omega_{\text{eff}}^2 = \Omega^{*2} + \Omega_p^2$. En injectant cette dernière expression dans l'équation (3.33), nous obtenons :

$$\frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial z} = \frac{1}{4\pi} f_p^2 f_s^2 g_R |\tilde{A}_p(z, 0)|^2 \tilde{A}_s(z, 0) \frac{\Omega_p^2 \Omega_s \Omega^*}{\Omega' \Omega_{\text{eff}}} \exp \left[-\frac{\omega^2}{2\Omega_{\text{eff}}^2} \right] \quad (3.43)$$

En utilisant, le théorème de Parseval-Plancherel (voire annexe A.2), on montre facilement que $\tilde{A}_j(z, \omega = 0) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\Omega_j} A_j(z, t = 0)$, si bien que (3.33) devient :

$$\frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial z} = \frac{1}{2} \sqrt{2\pi} f_p^2 f_s^2 g_R I_p(z, 0) A_s(z, 0) \frac{\Omega^*}{\Omega' \Omega_{\text{eff}}} \exp \left[-\frac{\omega^2}{2\Omega_{\text{eff}}^2} \right] \quad (3.44)$$

Ainsi, en effectuant la transformée de Fourier inverse de cette dernière équation, nous obtenons :

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = \frac{1}{2} f_p^2 f_s^2 g_R \frac{\Omega^*}{\Omega'} I_p(z, 0) A_s(z, 0) \exp(-\Omega_{\text{eff}}^2 t^2 / 2), \quad (3.45)$$

or :

$$\left(\frac{\Omega^*}{\Omega'} \right)^2 = \frac{1}{1 + (\Omega_p^2 + \Omega_s^2) / \Gamma_R^2} \quad (3.46)$$

Ainsi, en posant :

$$g_R^{\text{eff}} = \frac{g_R}{\sqrt{1 + (\Omega_p^2 + \Omega_s^2) / \Gamma_R^2}} \quad (3.47)$$

on introduit le gain Raman effectif g_R^{eff} et on peut écrire l'équation (3.45) comme :

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = \frac{1}{2} f_p^2 f_s^2 g_R^{\text{eff}} |A_p(z, 0)|^2 A_s(z, 0) \exp(-\Omega_{\text{eff}}^2 t^2 / 2), \quad (3.48)$$

On remarque qu'avec cette équation, on définit également la bande passante effective de l'amplificateur Ω_{eff} :

$$\Omega_{\text{eff}}^2 = \frac{\Gamma_R^2 (\Omega_s^2 + \Omega_p^2)}{\Gamma_R^2 + (\Omega_s^2 + \Omega_p^2)} + \Omega_p^2 \quad (3.49)$$

Cette grandeur représente la bande passante effective (B_{eff}) sur laquelle la sonde peut être amplifiée par diffusion Raman stimulée. Le tableau 3.2 montre que la définition de Ω_{eff} est cohérente avec plusieurs cas limites intuitifs. Détaillons ces cas un peu plus clairement. Le

Table 3.2. Cas limites de la bande passante effective de l'amplificateur

Régime de la pompe	Régime du signal	B_{eff}	g_R^{eff}	Régime SRS
$\Omega_p = 0$	$\Omega_s = 0$	$\Omega_{\text{eff}} = 0$	g_R	pompe et sonde CW
$\Omega_p = 0$	$\Omega_s \gg \Gamma_R$	$\Omega_{\text{eff}} = \Gamma_R$	0	sonde transitoire, pompe CW
$\Omega_p = 0$	$\Omega_s \ll \Gamma_R$	$\Omega_{\text{eff}} = \Omega_s$	g_R	sonde pulsée, pompe CW
$\Omega_p \gg \Gamma_R$	$\Omega_s = 0$	$\Omega_{\text{eff}} = \Omega_p$	0	pompe transitoire, sonde CW
$\Omega_p \ll \Gamma_R$	$\Omega_s = 0$	$\Omega_{\text{eff}} = \Omega_p$	g_R	pompe pulsée, sonde CW

premier cas, correspond au cas le plus classique d'une pompe et d'une sonde continue ($\Omega_p = 0$ et $\Omega_s = 0$). Dans ce cas, l'amplification Raman a lieu avec un gain maximal. Ce gain s'appelle le gain en régime permanent, signifiant qu'on est loin de tout effet transitoire. Le deuxième cas correspond à celui où la sonde a un spectre très large par rapport à la largeur de raie Raman. Cela signifie que l'impulsion est très brève et sa durée est très inférieure à la durée de vie du phonon. On est dans un régime transitoire et l'amplificateur n'a pas le temps de répondre, si bien que le gain effectif est nul. Le troisième cas est similaire au premier, car la pompe est

toujours continue et la sonde est pulsée, mais sa largeur est très petite par rapport à Γ_R . Cela veut dire que la durée de l'impulsion est très grande devant la durée de vie du phonon et on peut considérer que le régime est quasi-continu, ou quasi-permanent. Dans ce cas, le gain effectif est maximal aussi. L'avant-dernier (respectivement le dernier) cas est identique au deuxième (resp. troisième) cas, à ceci près que c'est la pompe qui est très brève (resp. très longue).

Pour s'assurer que l'expression de g_R^{eff} est utilisable en pratique en dépit de nos approximations, nous comparons ces résultats aux simulations numériques dans le cas où une sonde pulsée en régime picoseconde est amplifiée par une impulsion de pompe et où les deux ondes ont à peu près la même bande passante (i.e. $\Omega_p = \Omega_s = \Omega_0$). Dans la suite, nous souhaitons principalement comprendre comment l'élargissement spectral de la pompe affecte le gain Raman effectif proche du pic de l'impulsion de la sonde. Grâce à l'approximation de non-déplétion de la pompe, nous pouvons fixer $t = 0$ dans l'équation (3.48) et donc $I_p = |A_p(z, 0)|^2$ est constante. Ainsi l'intensité de la sonde $I_s = |A_s|^2$ varie au cours de la propagation suivant :

$$\frac{dI_s}{dz} = f_p^2 f_s^2 g_R^{\text{eff}} I_p I_s, \quad g_R^{\text{eff}} = \frac{g_R}{\sqrt{1 + 2\Omega_0^2/\Gamma_R^2}}. \quad (3.50)$$

On remarque que $\lim_{\Omega_0 \rightarrow 0} g_R^{\text{eff}} = g_R$, correspondant au cas limite d'une pompe et d'une sonde en régime continu et que le gain effectif commence à chuter au fur et à mesure que le régime devient transitoire. L'intégration de l'équation (3.50) produit la solution suivante pour le facteur d'amplification :

$$G = \frac{I_s(z)}{I_s(0)} = \exp(f_p^2 f_s^2 g_R^{\text{eff}} I_p z). \quad (3.51)$$

Nous traçons sur la figure 3.11, le facteur d'amplification G en fonction de l'intensité de pompe en entrée de l'amplificateur pour un guide de silicium de 1 cm de long. Les symboles représentent les données numériques que nous avons obtenues en résolvant l'équation totale (3.33). Les différents faisceaux de courbes correspondent à différentes durées de pompe et de sonde. Les courbes en trait plein sont des tracés de G utilisant l'expression analytique de l'équation (3.51), contenant g_R^{eff} . Sur ce graphe semi-logarithmique, nous observons que les données numériques évoluent linéairement avec l'intensité de pompe. La pente de chaque droite diminue lorsque l'on diminue la durée de l'impulsion de pompe, ce qui correspond à notre prédiction théorique et s'ajuste bien sur notre modèle. Lorsque l'on augmente l'intensité de pompe, les points numériques dévient du modèle analytique à cause des hypothèses simplificatrices que nous avons faites pour l'obtenir (notamment que les impulsions restent gaussiennes et conservent leur bande passante initiale). Cependant, nous sommes capables de décrire la chute du gain Raman effectif. Au fur et à mesure que l'on augmente la durée de l'impulsion, l'évolution de G s'approche, sans surprise, du régime continu. Notons que l'expression de G s'ajuste mieux dans les cas limites correspondant à des impulsions très courtes ou au contraire très longues. Ceci peut se comprendre de la manière suivante. Dans le cas d'une impulsion très courte (cas transitoire), $\Omega_0 \ll \Gamma_R$ et $\tilde{H}_R(\omega_R)$ peut être considérée comme une fonction de Dirac. Dans le cas d'une impulsion longue (régime CW), $\Omega_0 \gg \Gamma_R$ et les spectres de pompe et de sonde sont tous les deux très fins (proche d'une fonction de Dirac) par rapport au spectre de gain Raman. En utilisant l'équation (3.50), nous traçons l'évolution du gain Raman effectif en fonction de la largeur de bande des faisceaux par rapport à la largeur de raie Raman. Nous remarquons que le gain effectif décroît à mesure que la largeur de bande devient grande. Nous reportons en symboles sur la figure 3.12, les points calculés numériquement à partir des données de la figure 3.11. Nous observons un bon accord entre la prédiction analytique et le modèle numérique.

Influence du gain effectif sur le modèle basique en présence d'absorption à deux photons

Le modèle change peu par rapport à celui de la section 3.2.1. En effet, il suffit de reprendre les équations 3.5 et 3.6 en remplaçant le gain Raman par le gain effectif :

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = f_p^2 f_s^2 (g_R^{\text{eff}} - 2\beta_{\text{TPA}}) I_p I_s - \alpha_l I_s, \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = -f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_p^2 - \alpha_l I_p. \quad (3.53)$$

L'équation de pompe 3.53 se résout très simplement et fournit :

$$I_p(z, t) = \frac{I_p(0, t) e^{-\alpha_l z}}{1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}}(z)}, \quad (3.54)$$

où $L_{\text{eff}}(z) = (1 - e^{-\alpha_l z})/\alpha_l$ est la longueur effective et où α_{TPA} s'écrit :

$$\alpha_{\text{TPA}} = f_p^4 \beta_{\text{TPA}} I_{p0}. \quad (3.55)$$

La relation (3.54) est une relation approchée dans laquelle la dépendance temporelle du dénominateur responsable de l'écrêtage de l'intensité (voir figure 2.16 du chapitre 2) a été négligée, puisque nous supposons que les impulsions restent gaussiennes en temps et en fréquence. Une telle substitution est valable dans les cas où le régime d'absorption à deux photons est faible et surestime son influence dans les cas où elle est forte.

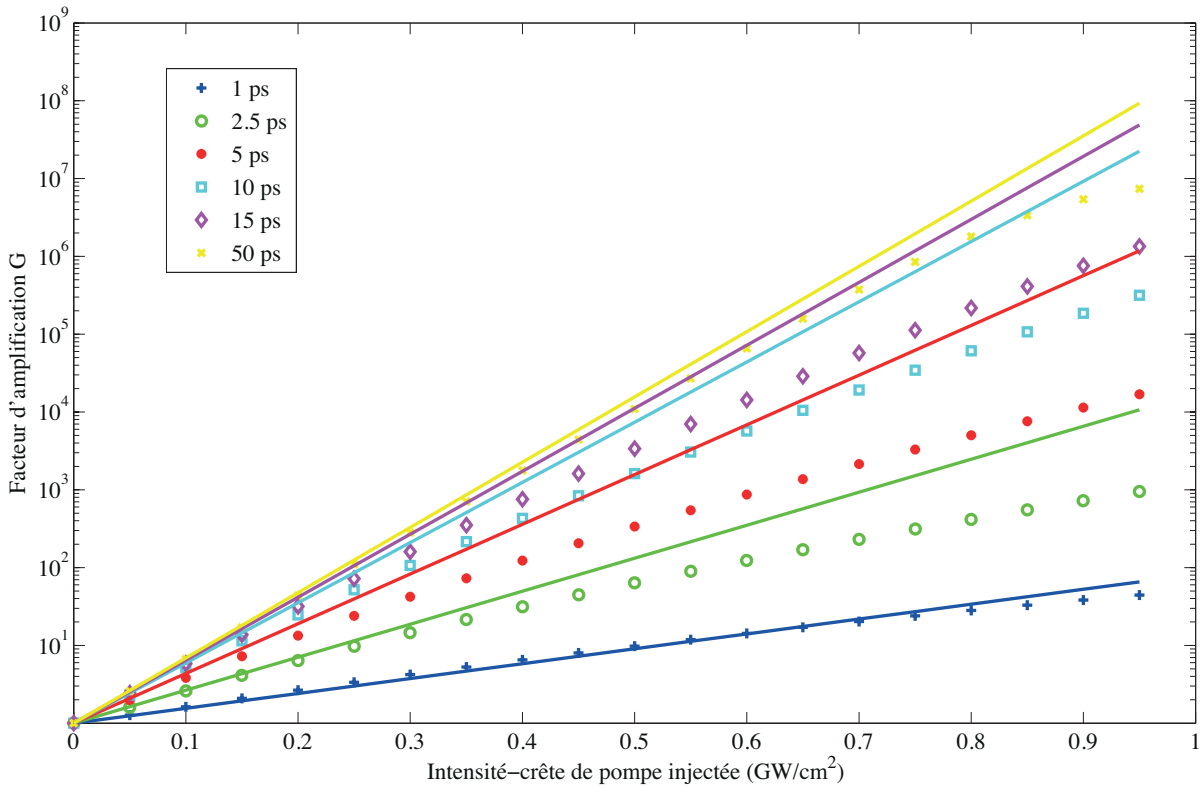


Figure 3.11. Facteur d'amplification G en fonction l'intensité de pic en entrée du guide ruban de silicium $I_p(0)$ pour différente durée d'impulsions. Les symboles représentent les données calculées numériquement en résolvant l'équation (3.33). Les courbes en trait plein sont tracées en utilisant la formule analytique (3.51).

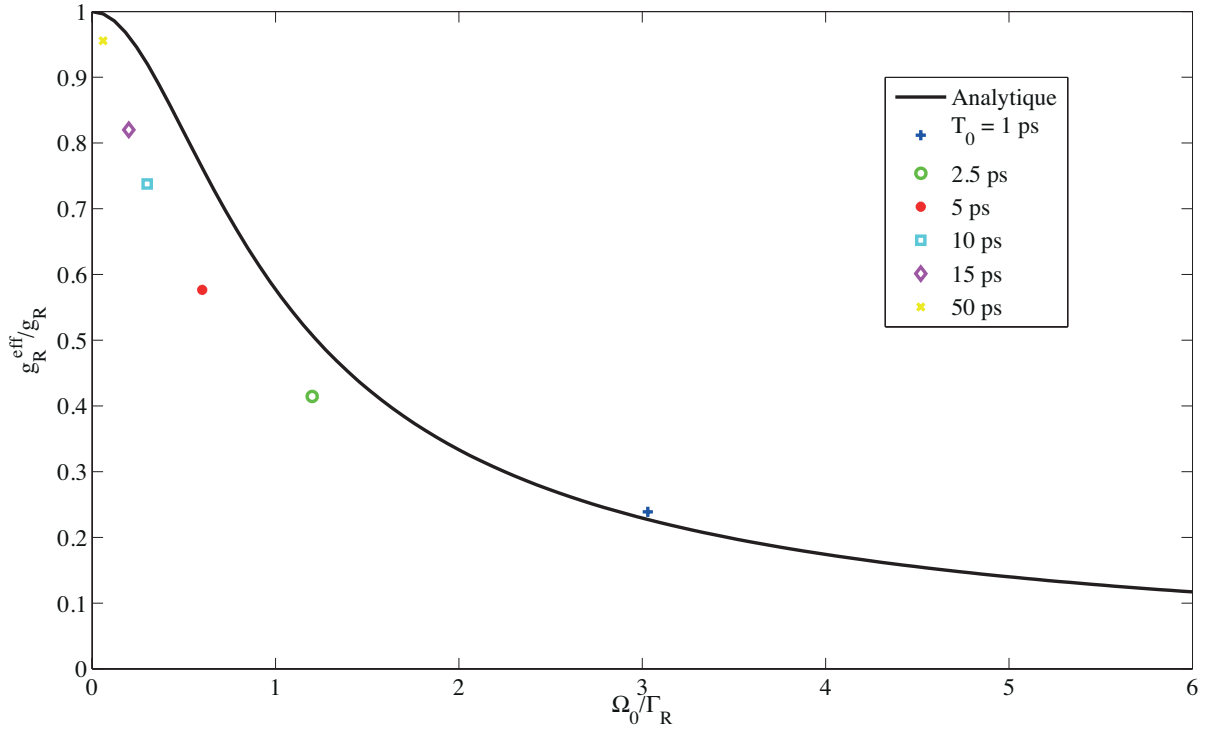


Figure 3.12. Réduction du gain Raman effectif, g_R^{eff}/g_R , en fonction de Ω/Γ_R , calculée en utilisant l'équation (3.50) avec $g_R = 8.9$ cm/GW. Les symboles représentent les données numériques de la figure 3.11.

Connaissant l'évolution de l'intensité de pompe au cours de la propagation, on utilise l'équation (3.54) dans l'équation (3.52) et on la résout analytiquement. La solution obtenue est utilisée pour obtenir l'expression du gain on-off $G_{\text{on-off}}$ défini au paragraphe 3.2.2. Si nous exprimons ce gain en décibel, nous obtenons :

$$G_{\text{on-off}}^{\text{dB}} = 10 \log_{10} \left[\frac{I_s(L)}{I_s(0)e^{-\alpha_l L}} \right] = \frac{f_s^2 (g_R^{\text{eff}} - 2\beta_{\text{TPA}})}{f_p^2 \beta_{\text{TPA}}} (1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}})_{\text{dB}}. \quad (3.56)$$

qui n'est autre que l'équation (3.13), dans laquelle le gain g_R a été remplacé par g_R^{eff} .

Les courbes en trait plein de la figure 3.13 montrent le gain on-off en fonction de $(1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}})_{\text{dB}}$ pour des durées d'impulsion différentes sur la gamme 1-50 ps. Les données numériques sont encore marquées par des symboles. Comparé aux résultats de la figure 3.11, nous pouvons voir que les pentes des différentes droites sont encore réduites à cause du processus d'absorption à deux photons. Ainsi, le seul effet de l'absorption à deux photons est de réduire la puissance de pompe disponible à l'amplification. Nous remarquons aussi que les droites analytiques permettent d'obtenir une prédiction satisfaisante des données numériques pour de faibles valeurs de $(1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}})_{\text{dB}}$.

3.4.3 Effet de l'automodulation de phase et de la réfraction des porteurs libres sur la chute du gain Raman effectif

Dans la section précédente, nous avons réussi à obtenir une solution analytique décrivant comment les intensités crêtes des impulsions de sonde et de pompe évoluaient au cours de la propagation dans un amplificateur Raman alors qu'il y a de la diffusion Raman stimulée et des pertes dues à l'absorption à deux photons (et d'autres phénomènes linéaires). A présent, pour pouvoir décrire correctement ce qui a été observé expérimentalement, il faut pouvoir décrire l'ensemble

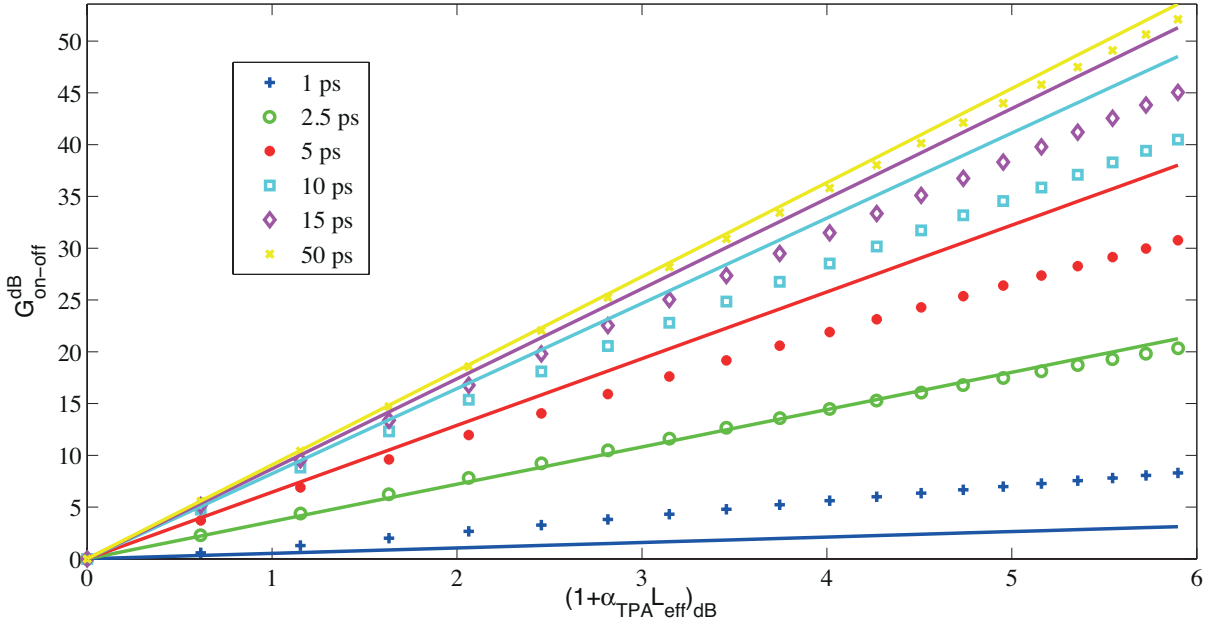


Figure 3.13. Gain on-off $G_{\text{on-off}}^{\text{dB}}$, tracé en fonction de $(1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}})_{\text{dB}}$ pour différentes durées d'impulsions. Les marqueurs représentent les données numériques obtenues en résolvant l'équation de propagation non-linéaire prenant le TPA, le XPA, l'atténuation linéaire et le SRS en compte. Les courbes en trait plein correspondent à la formule analytique de $G_{\text{on-off}}^{\text{dB}}$.

des effets non-linéaires agissant sur la phase et produisant une modulation de celle-ci. A partir de là, le problème est double, car il faut caractériser l'élargissement de la pompe par ces effets de phase, puis regarder comment ils influencent la chute du gain Raman, puisque celui-ci dépend de la largeur de bande de la pompe.

Equation non-linéaire de la phase

En utilisant le fait que $A_p = \sqrt{I_p} \exp(i\phi_p)$ dans l'équation (3.26), nous obtenons une équation décrivant l'évolution de l'intensité de pompe (que nous avons résolue dans la section précédente), et une autre décrivant l'évolution de la phase de la pompe ϕ_p . Cette équation de phase est donnée par :

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial z} = k_p f_p^2 [f_p^2 n_2 I_p(z, t) + \sigma_n N(z, t)] \quad (3.57)$$

où $I_p(z, t)$ est donné par l'équation (3.54) avec α_{TPA} constant et $N(z, t)$ se résout aisément, en négligeant la recombinaison des porteurs et en supposant que les durées d'impulsions sont inférieures à 10 ps :

$$N(z, t) = \frac{f_p^4 \beta_{\text{TPA}}}{2 \hbar \omega_p} I_p^2(z, 0) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{T_0}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2} t}{T_0} \right) \right] \quad (3.58)$$

Avec cette solution, l'équation (3.57), est intégrable suivant z et fournit la solution suivante :

$$\phi_p(L, t) = (\rho_1 + \rho_2) \phi_{\text{FC}}(t) - \rho_2 (\alpha_{\text{TPA}} / \alpha_l) \phi_{\text{K}}(t), \quad (3.59)$$

Les contributions liées à l'effet Kerr et à la réfraction des porteurs libres ont été séparées en utilisant les définitions suivantes :

$$\phi_{\text{K}}(t) = k_p f_p^4 n_2 I_p(0, t) L_{\text{eff}}, \quad (3.60)$$

$$\phi_{\text{FC}}(t) = k_p f_p^2 \sigma_n N(0, t) L_{\text{eff}}, \quad (3.61)$$

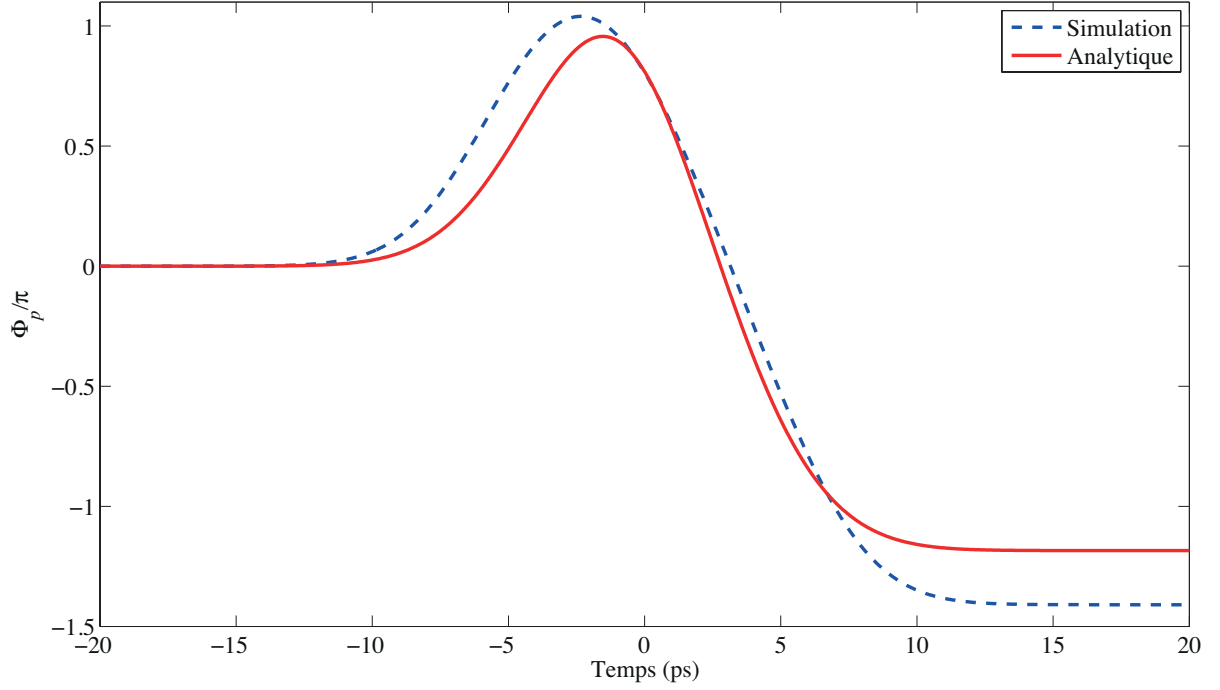


Figure 3.14. Phase non-linéaire de la pompe tracée en fonction du temps à la sortie d'un guide de silicium de 1 cm de long. Les deux courbes comparent la solution analytique aux données numériques pour une pompe de 5 ps de durée (T_0), avec une intensité-crête injectée de 3 GW/cm^2 .

et nous avons introduit deux nouveaux paramètres :

$$\rho_1 = \frac{1 + \alpha_l/\alpha_{\text{TPA}}}{1 + \alpha_{\text{TPA}}L_{\text{eff}}}, \quad (3.62)$$

$$\rho_2 = \frac{\alpha_l}{\alpha_{\text{TPA}}^2 L_{\text{eff}}} \left[\alpha_l L + \ln \left(\frac{1 - \alpha_l L_{\text{eff}}}{1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}}} \right) \right]. \quad (3.63)$$

Une autre écriture pour les phases non-linéaires pour l'effet Kerr et le FCR consiste en :

$$\phi_K(t) = \phi_K(0) e^{-\frac{t^2}{T_0^2}} \quad (3.64)$$

$$\phi_{\text{FC}}(t) = \phi_{\text{FC}}(0) \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}t}{T_0} \right) \right] \quad (3.65)$$

où $\phi_K(0) = k_p^2 f_p^4 n_2 I_p(0,0) L_{\text{eff}}$ et $\phi_{\text{FC}}(0) = k_p f_p^2 \sigma_n N(0,0) L_{\text{eff}}$.

La figure 3.14 compare la phase de la pompe calculée analytiquement à la phase calculée numériquement en utilisant les mêmes paramètres de composant. L'accord entre les courbes est relativement bon malgré les approximations que nous avons faites. La part correspondant à l'effet Kerr, $\phi_K(t)$, reproduit le profil en intensité de l'impulsion de pompe, cependant que les porteurs libres produisent un déphasage ϕ_{FC} qui suit l'évolution de la fonction erreur.

En utilisant l'équation (3.59), nous pouvons calculer le décalage en fréquence instantanée $\Delta\omega(t)$ en dérivant $\phi_p(L, t)$ par rapport au temps :

$$\begin{aligned} \Delta\omega(t) &= \frac{\partial \phi_p(t)}{\partial t} = (\rho_1 + \rho_2) \frac{\partial \phi_{\text{FC}}(t)}{\partial t} - \rho_2 (\alpha_{\text{TPA}}/\alpha_l) \frac{\partial \phi_K(L, t)}{\partial t} \\ &= k_p f_p^2 \left[(\rho_1 + \rho_2) \sigma_n f_p^4 \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega_p} I_p^2(0, t) + 2\rho_2 \frac{\alpha_{\text{TPA}}}{\alpha_l} f_p^2 n_2 \frac{t}{T_p^2} I_p(0, t) \right] L_{\text{eff}} \quad (3.66) \end{aligned}$$

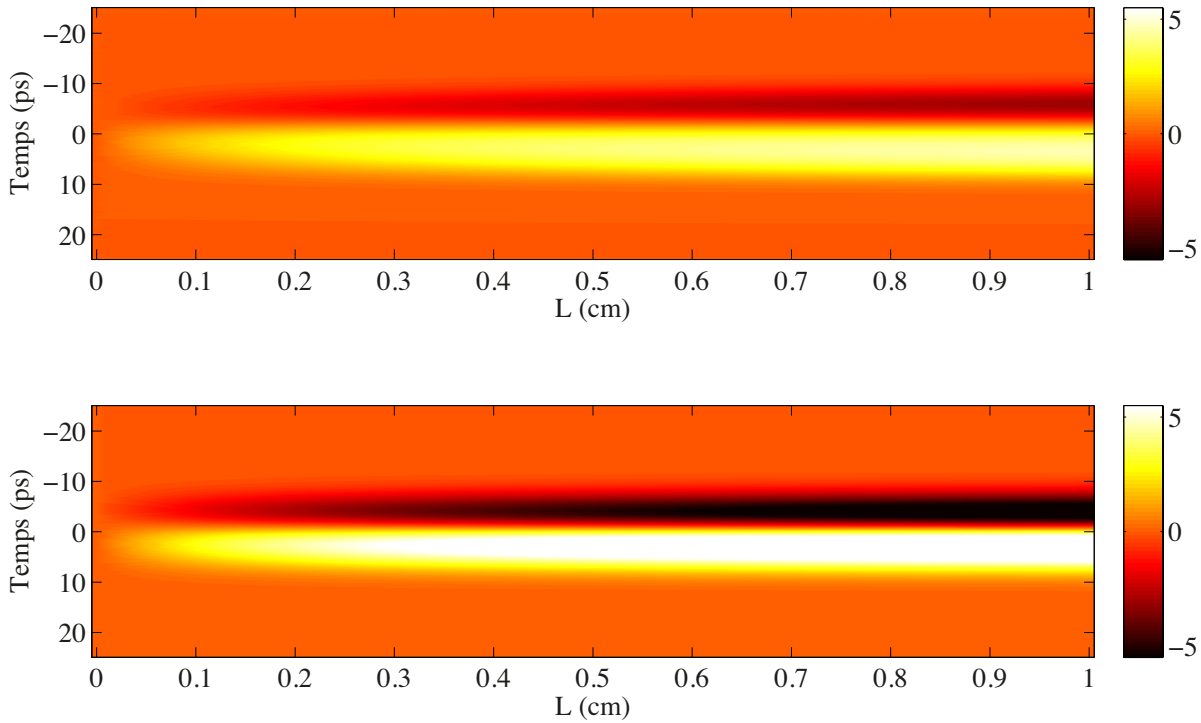


Figure 3.15. Décalage en fréquence normalisé $\Delta\omega(t)/\Omega_0$, tracé en fonction de la longueur de propagation dans le guide. Le graphe du haut et du bas représentent respectivement les résultats numériques et analytiques.

La figure 3.15 montre comment les décalages se produisent au cours de la propagation suivant la longueur de l'amplificateur en utilisant un graphe de surface. On peut voir au cours de la propagation, le comportement classique, à savoir que la partie avant de l'impulsion est décalée vers le rouge, alors que la partie arrière est décalée vers le bleu. Puisque l'effet Kerr et le FCR sont de même signe au début de l'impulsion, puis de signe opposé à la fin, cela implique qu'une plus grosse part des composantes de l'impulsion doivent être décalées vers le bleu. Ce comportement est en accord avec l'allure du spectre en sortie de l'amplificateur fournie par nos simulations (voir figure 3.16).

Caractérisation de l'élargissement spectral

Dans cette partie, nous souhaitons estimer l'élargissement spectral de la pompe en utilisant le moment d'ordre deux et étudier comment cette largeur évolue avec l'énergie de la pompe. Pour faire cela, nous utilisons une méthode utilisée pour la première fois en 1985 et développée pour étudier l'élargissement spectral dû à l'automodulation de phase dans les fibres optiques par effet Kerr [61]. Ici, nous étendons cette méthode en y incluant la réfraction des porteurs libres. Mathématiquement, l'écart-type d'une courbe permet de caractériser sa largeur. Ainsi, l'écart-type de la largeur spectral $\Delta\omega_\sigma$ peut être calculé par l'intermédiaire du moment d'ordre deux (ou variance) de la fréquence :

$$(\Delta\omega_\sigma)^2 = \langle\omega^2\rangle - \langle\omega\rangle^2 = \frac{\int \omega^2 |\tilde{A}_p(\omega)|^2 d\omega}{\int |\tilde{A}_p(\omega)|^2 d\omega} - \left[\frac{\int \omega |\tilde{A}_p(\omega)|^2 d\omega}{\int |\tilde{A}_p(\omega)|^2 d\omega} \right]^2 \quad (3.67)$$

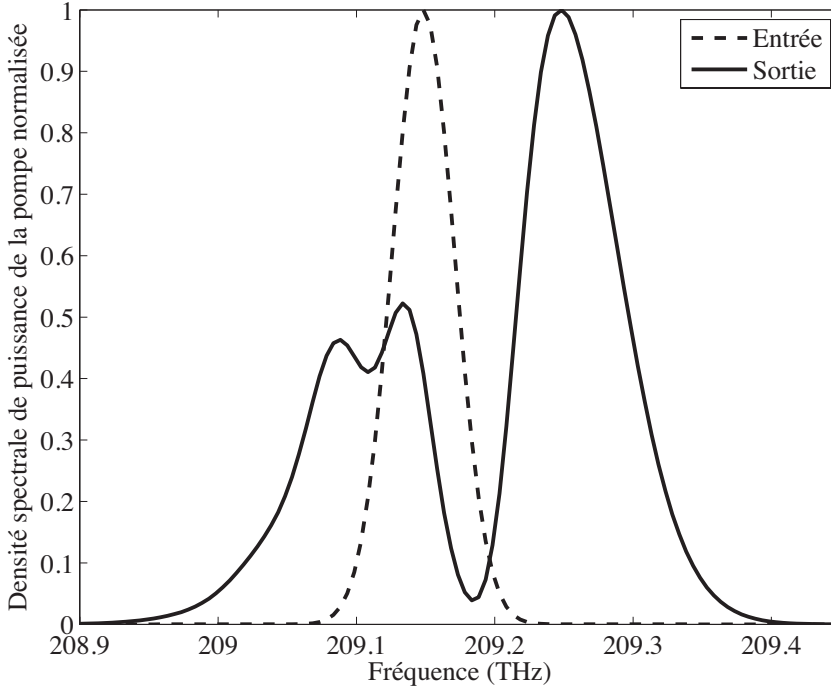


Figure 3.16. Simulation numérique de la densité spectrale de puissance normalisée de la pompe en entrée et en sortie d'un guide de silicium de 1 cm de long avec une intensité-crête injectée de 3 GW/cm².

Bien que $\tilde{A}_p(\omega)$ ne puisse pas être calculée analytiquement dans le domaine de Fourier, nous connaissons l'amplitude complexe du champ de la pompe dans le domaine temporel :

$$A_p(t) = \sqrt{I_p(L, 0)} \exp \left[-\frac{t^2}{2T_0^2} + i\phi_p(L, t) \right]. \quad (3.68)$$

Nous allons maintenant exprimer l'équation (3.67) en fonction du champ dans le domaine temporel $A_p(t)$. D'après le théorème de Parseval-Plancherel (voir annexe A.2), nous pouvons écrire :

$$\int |\tilde{A}_p(\omega)|^2 d\omega = 2\pi \int |A_p(t)|^2 dt \quad (3.69)$$

Ainsi :

$$(\Delta\omega_\sigma)^2 = \frac{\int \omega^2 |\tilde{A}_p(\omega)|^2 d\omega}{2\pi \int |A_p(t)|^2 dt} - \left[\frac{\int \omega |\tilde{A}_p(\omega)|^2 d\omega}{2\pi \int |A_p(t)|^2 dt} \right]^2 \quad (3.70)$$

Puis, d'après la formule des moments (voir annexe A.3), nous avons :

$$\begin{aligned} (\Delta\omega_\sigma)^2 &= \frac{-2\pi \frac{d^2}{dt^2} \left\{ \text{TF}^{-1} \left(|\tilde{A}_p|^2 \right) \right\}_{(t=0)}}{2\pi \int |A_p(t)|^2 dt} - \left[\frac{-i2\pi \frac{d}{dt} \left\{ \text{TF}^{-1} \left(|\tilde{A}_p|^2 \right) \right\}_{(t=0)}}{2\pi \int |A_p(t)|^2 dt} \right]^2 \\ &= \frac{-\frac{d^2}{dt^2} \left\{ \text{TF}^{-1} \left(|\tilde{A}_p|^2 \right) \right\}_{(t=0)}}{\int |A_p(t)|^2 dt} + \left[\frac{\frac{d}{dt} \left\{ \text{TF}^{-1} \left(|\tilde{A}_p|^2 \right) \right\}_{(t=0)}}{\int |A_p(t)|^2 dt} \right]^2 \end{aligned} \quad (3.71)$$

D'après le théorème de Wiener-Khinchin (voir annexe A.4), on peut utiliser le fait que $|\tilde{A}_p(\omega)|^2 = \text{TF} [A_p * A_p](\omega)$, où $*$ est l'opérateur de corrélation, pour écrire :

$$(\Delta\omega_\sigma)^2 = \frac{-\frac{d^2}{dt^2} \{A_p * A_p\}_{(t=0)}}{\int |A_p(t)|^2 dt} + \left[\frac{\frac{d}{dt} \{A_p * A_p\}_{(t=0)}}{\int |A_p(t)|^2 dt} \right]^2 \quad (3.72)$$

En utilisant les propriétés de dérivation du produit de corrélation (voir annexe A.5), on aboutit à :

$$(\Delta\omega_\sigma)^2 = \frac{\int |A'_p(\tau)|^2 d\tau}{\int |A_p(\tau)|^2 d\tau} + \left[\frac{\int A_p^*(\tau)A'_p(\tau)d\tau}{\int |A_p(\tau)|^2 d\tau} \right]^2 \quad (3.73)$$

où le symbole prime représente la dérivée première. Ces intégrales peuvent se calculer analytiquement en utilisant l'équation (3.68). Procédons par étape en commençant par les dénominateurs dans l'équation (3.73) :

$$\int |A_p(\tau)|^2 d\tau = \sqrt{\pi}T_0I_0 \quad (3.74)$$

où $I_0 = I_p(L, 0)$. Puis calculons le numérateur du premier terme de l'équation (3.73) :

$$\begin{aligned} \int |A'_p(\tau)|^2 d\tau &= I_0 \int \left| -\frac{\tau}{T_0^2} + i\frac{d\phi_p(\tau)}{dt} \right|^2 \exp\left[-\frac{\tau^2}{T_0^2}\right] d\tau \\ &= I_0 \left[\int \frac{\tau^2}{T_0^4} \exp\left(-\frac{\tau^2}{T_0^2}\right) d\tau + \int \left(\frac{d\phi_p(\tau)}{dt}\right)^2 \exp\left(-\frac{\tau^2}{T_0^2}\right) d\tau \right] \\ &= I_0 \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2T_0} + \int (\phi'_p(\tau))^2 \exp\left(-\frac{\tau^2}{T_0^2}\right) d\tau \right] \end{aligned} \quad (3.75)$$

Pour calculer le dernier terme de cette équation, il faut connaître $(\phi'_p(\tau))^2$, que l'on calcule à partir des équations (3.59), (3.64) et (3.65) :

$$\begin{aligned} (\phi'_p(\tau))^2 &= \left\{ 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(\rho_1 + \rho_2)}{T_0} \exp\left[\frac{-2\tau^2}{T_0^2}\right] \phi_{\text{FC}}(0) + \rho_3 \frac{2\tau}{T_0^2} \exp\left[\frac{-\tau^2}{T_0^2}\right] \phi_{\text{K}}(0) \right\}^2 \\ &= \frac{8}{\pi} \frac{(\rho_1 + \rho_2)^2}{T_0^2} \exp\left[\frac{-4\tau^2}{T_0^2}\right] \phi_{\text{FC}}^2(0) + 4\rho_3^2 \frac{\tau^2}{T_0^4} \exp\left[\frac{-2\tau^2}{T_0^2}\right] \phi_{\text{K}}^2(0) + \xi \end{aligned} \quad (3.76)$$

où ξ représente le terme croisé entre la phase Kerr et la phase FCR. Nous ne détaillons pas son calcul ici car son intégrale est nulle. Par ailleurs, nous avons posé $\rho_3 = (\alpha_{\text{TPA}}/\alpha_l) \rho_2$. Par suite, on calcule donc :

$$\int |A'_p(\tau)|^2 d\tau = I_0 \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2T_0} + \frac{8}{\sqrt{5}\pi} \frac{(\rho_1 + \rho_2)^2}{T_0} \phi_{\text{FC}}^2(0) + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \frac{\rho_3^2 \phi_{\text{K}}^2(0)}{T_0} \right] \quad (3.77)$$

Finalement, en se rappelant que $T_0 = 1/\Omega_0$:

$$\frac{\int |A'_p(\tau)|^2 d\tau}{\int |A_p(\tau)|^2 d\tau} = \Omega_0^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{8}{\sqrt{5}\pi} (\rho_1 + \rho_2)^2 \phi_{\text{FC}}^2(0) + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\rho_3^2}{3} \phi_{\text{K}}^2(0) \right] \quad (3.78)$$

Calculons maintenant le second terme dans l'équation (3.73). Pour ceci, nous devons préalablement calculer :

$$\begin{aligned} \int A^*(\tau)A'(\tau)d\tau &= I_0 \int \left[-\frac{\tau}{T_0^2} + i\frac{d\phi_p(\tau)}{dt} \right] \exp\left[-\frac{\tau^2}{T_0^2}\right] d\tau \\ &= iI_0 \int \phi'_p(\tau) \exp\left[-\frac{\tau^2}{T_0^2}\right] d\tau \\ &= iI_0 2\sqrt{2}\pi \frac{(\rho_1 + \rho_2)}{T_0} \phi_{\text{FC}}(0) \int \exp\left[-\frac{3\tau^2}{T_0^2}\right] d\tau \\ &= iI_0 2\sqrt{\frac{2}{3}} (\rho_1 + \rho_2) \phi_{\text{FC}}(0) \end{aligned} \quad (3.79)$$

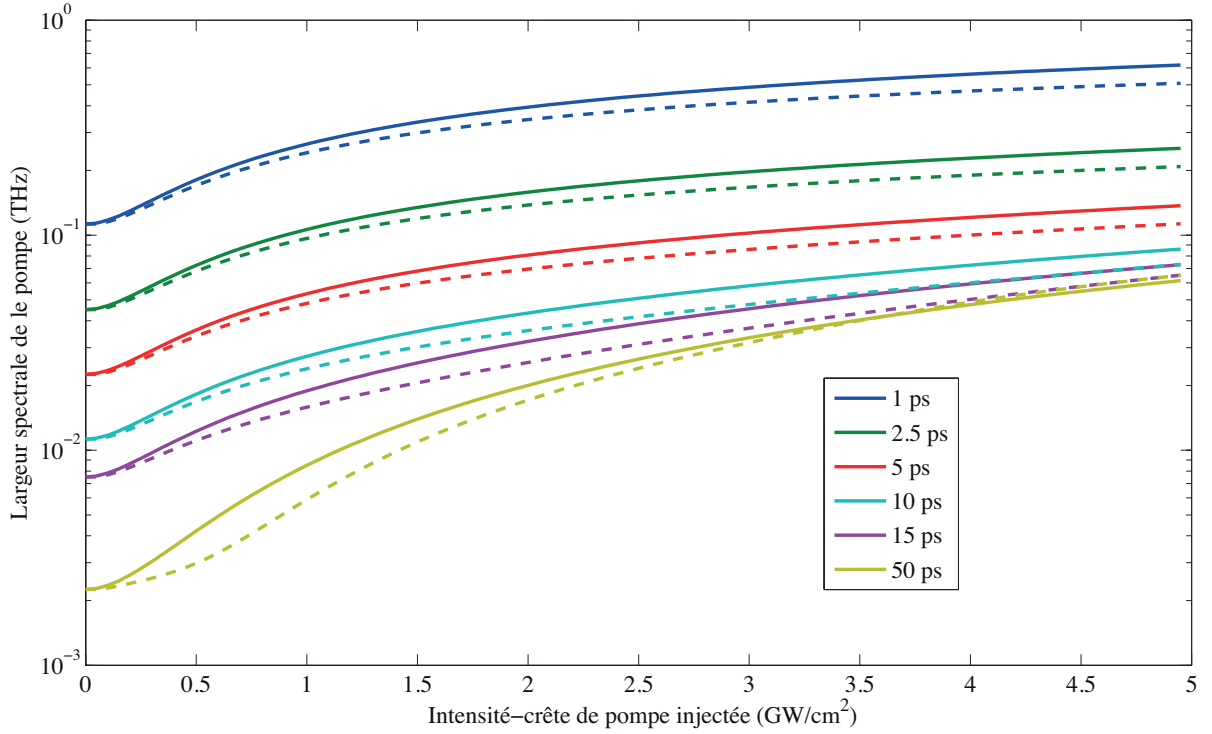


Figure 3.17. Largeur spectrale $\frac{\Delta\omega_\sigma}{2\pi}$ des spectres de pompe en sortie en fonction de l'intensité-crête injectée dans le guide pour différentes durées d'impulsions. Les courbes en pointillés représentent les largeurs obtenues à partir des spectres calculés numériquement, alors que les courbes en trait plein représentent les largeurs calculées à partir de l'équation (3.82).

si bien que l'on a :

$$\left[\frac{\int A_p^*(\tau) A_p'(\tau) d\tau}{\int |A_p(\tau)|^2 d\tau} \right]^2 = -\frac{8}{\pi} \frac{(\rho_1 + \rho_2)^2}{3T_0^2} \phi_{\text{FC}}^2(0) \quad (3.80)$$

Grâce à ce dernier résultat et celui de l'équation (3.78), il vient :

$$(\Delta\omega_\sigma)^2 = \Omega_0^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{8}{\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{5}} - \frac{1}{3} \right) (\rho_1 + \rho_2)^2 \phi_{\text{FC}}^2(0) + \frac{2}{3\sqrt{3}} \rho_3^2 \phi_K^2(0) \right], \quad (3.81)$$

Finalement, cette dernière équation peut se réécrire sous la forme suivante :

$$(\Delta\omega_\sigma)^2 = \Omega_0^2 [0.5 + 0.29(\rho_1 + \rho_2)^2 \phi_{\text{FC}}^2(0) + 0.38\rho_3^2 \phi_K^2(0)], \quad (3.82)$$

Cette dernière formule analytique est très intéressante car, elle permet de caractériser de manière quantitative, l'élargissement spectral de la pompe à partir des données du matériau et de la structure étudiée, autrement dit, à partir des données physiques de l'amplificateur. On distingue deux termes distincts correspondant à l'effet Kerr et à la réfraction des porteurs libres. On remarque qu'il n'y a pas de terme croisé. Ainsi, ces deux processus non-linéaires agissent de manière indépendante sur l'élargissement. Leur influence relative pourrait aussi être étudiée en fonction des paramètres ρ_1 , ρ_2 et ρ_3 . Mais ceci sort du cadre de notre étude.

La figure 3.17 montre $\Delta\omega_\sigma$ en fonction de l'intensité de pompe en entrée du guide en utilisant la formule analytique (3.82). Les courbes en trait discontinu correspondent aux valeurs obtenues numériquement pour différentes durées d'impulsions injectées dans l'amplificateur sur l'intervalle 1-50 ps. On observe que l'accord entre les deux méthodes de calculs est raisonnable et s'améliore pour les durées d'impulsions plus importantes. Les différences entre deux courbes, surtout pour

les durées courtes proviennent des déformations considérables subis par les spectres plus larges à de fortes valeurs d'intensité de pompe. Ceci est mis en évidence sur la figure 3.16.

Cet élargissement caractérisé par $\Delta\omega_\sigma$ doit produire une chute du gain Raman effectif puisque celui-ci dépend de la bande passante de la pompe, comme nous l'avons observé expérimentalement.

Il convient maintenant de confronter cette prédiction analytique à l'expérience.

3.5 Récapitulatif et conclusions

Avant de confronter le modèle analytique à nos résultats expérimentaux, nous récapitulons les formules importantes que nous avons établies et qui vont nous permettre de prédire la chute du gain Raman effectif.

La chute du gain Raman effectif due à un élargissement spectral de la pompe est donnée par :

$$g_R^{\text{eff}} = \frac{g_R}{\sqrt{1 + 2\frac{\Delta\omega_\sigma^2}{\Gamma_R^2}}} \quad (3.83)$$

où g_R est le gain Raman, Γ_R est la largeur de raie Raman et $\Delta\omega_\sigma$ est la largeur spectrale de la pompe calculée par le moment d'ordre deux. Nous avons $\Delta\omega_\sigma = \Omega/\sqrt{2}$ dans le cas où Ω est la demi-largeur à 1/e pour une forme gaussienne, correspondant au lien entre ces deux grandeurs donné par la formule (3.82) en l'absence de tout élargissement. Dans cette formule, nous avons négligé la bande passante de la sonde par rapport à l'équation (3.47) car les effets de l'automodulation de phase croisée sur la sonde sont relativement faibles pour la sonde, car sa bande passante est essentiellement déterminée par le spectre de gain Raman qui ne subit aucun élargissement. Nous pouvons donc faire l'hypothèse que $\Omega_s \approx 0$ dans l'équation (3.47), car l'évolution de g_R^{eff} est essentiellement déterminée par l'élargissement de la bande passante de la pompe. $\Delta\omega_\sigma$ est donnée par :

$$(\Delta\omega_\sigma)^2 = \Omega_0^2 [0.5 + 0.29(\rho_1 + \rho_2)^2 \phi_{\text{FC}}^2(0) + 0.38\rho_3^2 \phi_{\text{K}}^2(0)] \quad (3.84)$$

où :

$$\rho_1 = \frac{1 + \alpha_l/\alpha_{\text{TPA}}}{1 + \alpha_{\text{TPA}}L_{\text{eff}}} \quad (3.85)$$

$$\rho_2 = \frac{\alpha_l}{\alpha_{\text{TPA}}^2 L_{\text{eff}}} \left[\alpha_l L + \ln \left(\frac{1 - \alpha_l L_{\text{eff}}}{1 + \alpha_{\text{TPA}} L_{\text{eff}}} \right) \right] \quad (3.86)$$

$$\rho_3 = \frac{\alpha_{\text{TPA}}}{\alpha_l} \rho_2 \quad (3.87)$$

et

$$\phi_{\text{FC}}(0) = k_p f_p^2 \sigma_n N(0,0) L_{\text{eff}} = k_p f_p^6 \sigma_n \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega_p} I_p^2(0,0) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{T_0}{2} L_{\text{eff}} \quad (3.88)$$

$$\phi_{\text{K}}(0) = k_p^2 f_p^4 n_2 I_p(0,0) L_{\text{eff}} \quad (3.89)$$

Les valeurs expérimentales de g_R^{eff} , obtenues au paragraphe 3.3.2 sont reportées sur la figure 3.18 par des cercles en fonction de l'énergie de pompe. Nous observons comme prévu une décroissance. A partir de l'équation (3.84), nous obtenons la bande passante effective $\Delta\omega_\sigma$ de la pompe à différentes énergies de pompe. Nous utilisons ces valeurs de bande passante dans l'équation (3.83) afin d'obtenir le gain Raman effectif en fonction de l'énergie de pompe. Ces résultats sont reportés en trait plein sur la figure 3.18 pour trois durées d'impulsion de pompe différentes T_p . Les mesures expérimentales, prises avec une durée de pompe $T_p = 7.5$ ps sont en

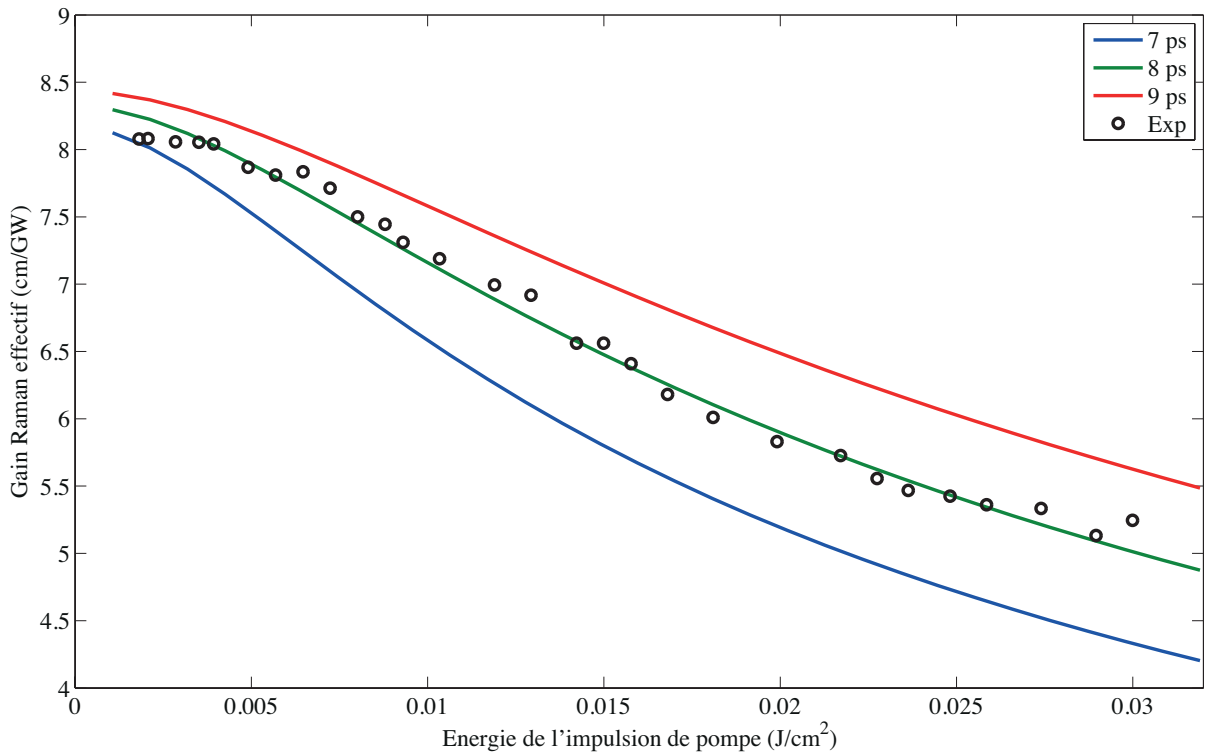


Figure 3.18. Gain Raman effectif g_R^{eff} pour différentes durées d'impulsions en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe injectée dans le guide. Les courbes en trait continu montrent les résultats analytiques en utilisant l'équation (3.47) et les cercles correspondent aux données expérimentales extraites à partir de la figure 3.8.

très bon accord avec les prédictions de notre modèle analytique. Le meilleur accord est obtenu avec une durée de la l'impulsion de pompe de 8 ps. Dans les trois cas, le gain Raman effectif décroît avec l'énergie de la pompe. Nous montrons ici que ceci est causé par l'élargissement spectral de la pompe lié à l'automodulation de la phase de celle-ci. D'un point de vue physique, dès que l'élargissement est suffisant pour que la bande passante de la pompe Ω_p devienne supérieure à la largeur de raie Raman Γ_R , seule une portion de l'énergie de pompe peut être utilisée efficacement pour la diffusion Raman stimulée. La convolution de l'équation (3.33) prend cet effet en compte mathématiquement et produit un gain Raman effectif réduit.

Dans ce chapitre, nous avons résolu le problème de l'amplification Raman dans les nanoguides de silicium dans un régime où les impulsions pompe et signal sont relativement courtes (≈ 10 ps), mais tout de même suffisamment larges pour que leurs durées soient supérieures à la durée de vie du phonon (environ 3 ps). Nous avons utilisé un modèle classique basé sur les équations de propagations couplées sur l'amplitude de la pompe et de la sonde pour effectuer des simulations numériques, car un tel modèle prend en compte tous les effets non-linéaires en compétition dans le silicium, tels que l'effet Kerr, l'absorption à deux photons et la réfraction des porteurs libres qui ont lieu simultanément. Cependant, les simulations numériques n'apportent pas beaucoup d'informations physiques. Pour cela, nous avons développé un modèle purement analytique approché pour résoudre le problème de l'amplification Raman. Nous avons introduit le concept de gain effectif Raman et montré analytiquement comment celui-ci dépend de la largeur spectrale de la pompe. Au fur et à mesure que la pompe s'élargit dans le guide de silicium à cause de l'effet cumulé de l'effet Kerr et de la réfraction des porteurs libres, ces deux phénomènes affectent considérablement le processus d'amplification Raman. Nous avons produit une forme analytique

pour la phase non-linéaire accumulée au cours de la propagation dans le guide de silicium, ce qui a permis de calculer l'élargissement total subit par l'impulsion de pompe dans le guide dans le régime non-linéaire. Par ces résultats, nous avons prédit les changements induits sur le gain Raman effectif en fonction de l'énergie de pompe utilisée. Nous avons confronté ces résultats à l'expérience et montré que notre modèle est simple et permet de comprendre l'essentiel de la physique sous-jacente.

Il est à noter que notre analyse inclut et montre encore l'effet de la localisation sur le renforcement des non-linéarités dans les nanoguides de silicium. Ce renforcement peut être accentué par ralentissement du mode ou par très fort confinement (e.g. microcavités). Toutefois, il faut veiller à ce que la localisation ne renforce pas trop les effets non-linéaires d'ordre supérieur qui pourrait être néfaste à l'amplification Raman (e.g. absorption multi-photonique).

Bien que l'étude présentée dans ce chapitre se restreigne au cas spécifique de l'amplification Raman dans les nanoguides de silicium, notre approche analytique est très générale et peut être utilisée dans l'étude de l'amplification Raman d'impulsions en régime transitoire dans divers milieux, comme les gaz moléculaires, les fibres optiques et d'autres matériaux semi-conducteurs.

Applications de la localisation à la commutation

Fort de nos études sur la compréhension de la localisation et de son effet sur l'exaltation des non-linéarités dans les structures à fort confinement du champ, nous nous attachons maintenant à étudier l'application de cette exaltation par le champ local à la commutation non-linéaire. Nous effectuons d'abord une introduction expliquant le principe d'un commutateur optique, et la façon dont il a été caractérisé par le passé. Nous présentons aussi les matériaux possibles pour réaliser un tel commutateur. Dans un second temps, nous présentons les paramètres utiles à une étude approfondie des longueurs non-linéaires pertinentes pour cette application. Finalement, nous présentons une étude théorique des longueurs non-linéaires, dont la méthodologie permet de tracer des diagrammes pour la conception de commutateurs optiques pour les structures à fort confinement du champ, basés sur la commutation non-linéaire.

Sommaire

4.1	Introduction	100
4.1.1	Commutateur non-linéaire	100
4.1.2	Figure de mérite classique	102
4.2	Longueurs non-linéaires	104
4.2.1	Absorption à m-photons	104
4.2.2	Longueur de réfraction des porteurs libres	105
4.3	Calculs et détermination des paramètres de matériaux	105
4.3.1	Calculs des coefficients non-linéaires	105
4.3.2	Matériaux	109
4.4	Diagramme de longueurs non-linéaires	111
4.5	Conclusion	114

4.1 Introduction

Récemment, de nombreux composants ont été réalisés avec pour objectif de réaliser des commutateurs tout-optique dans le silicium [62, 63], le GaAs [64] et l'AlGaAs [65]. Les structures à fort confinement du champ sont, du point de vue de cette application, un énorme atout, car elles permettent d'atteindre la fonctionnalité non-linéaire à des puissances bien plus faibles que celles normalement requises dans un milieu non structuré. Ceci étant dit, pour que la commutation soit rapide, il faut considérer des effets quasi-instantanés, tel que l'effet Kerr. En effet, son temps de réponse est de l'ordre de la femtoseconde et la commutation est ultra-rapide dans ce cas. Cependant, dans les structures semi-conductrices, nous avons pu voir que des porteurs sont générés par absorption multi-photonique, ce qui peut poser deux problèmes majeurs à la commutation.

Tout d'abord, le temps de commutation est fortement augmenté, s'il est assisté par des porteurs libres. La réfraction de ceux-ci peut créer le déphasage suffisant ($\approx \pi$), nécessaire à la réalisation de la commutation, mais les porteurs générés, recombinent lentement dans les structures (entre 100 ps et 1 ns). De plus, la présence de porteurs libres posent des problèmes thermiques, puisque ceux-ci élèvent la température du composant. Ensuite, la génération de porteurs absorbe les photons, puisqu'elle nécessite de l'énergie et va donc de pair avec une augmentation des pertes optiques.

L'AlGaAs a été considéré (sans preuve) comme un bon matériau pour la commutation par effet Kerr pur, car à la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$, les photons ont des énergies plus basses que la moitié de l'énergie de bande interdite (mi-gap), et donc qu'il n'y a pas d'absorption à deux photons dans ce matériaux. Cependant, la localisation peut faire apparaître de l'absorption multi-photonique d'ordre supérieur (e.g. absorption à trois photons pour l'AlGaAs) [65, 66].

Lorsque l'on essaie de s'intéresser à la réalisation d'un composant non-linéaire tirant profit de la localisation, on est très vite confronté au problème de la compétition entre régimes non-linéaires et de la définition des longueurs non-linéaires d'interaction ainsi qu'aux régimes de localisation, comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents. Il faut dès lors prendre en compte, les longueurs de phase permettant de réaliser la commutation non-linéaire et les confronter aux longueurs d'absorption et effectuer une comparaison entre différents matériaux, en tenant compte de la localisation.

Nous commençons ici par décrire le commutateur non-linéaire idéal.

4.1.1 Commutateur non-linéaire

La figure 4.1 illustre le processus de commutation non-linéaire. Le composant est placé sur l'un des deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder et est représenté par des trous. Ce composant est quelconque, il peut s'agir d'une micro-cavité ou d'un guide. La figure 4.1(a) montre le commutateur dans une situation d'équilibre, où la voie A est passante, alors que la voie B est bloquée. Sur la figure 4.1(b), lorsque l'on introduit une impulsion, dont la durée caractéristique est Δt , l'opération de commutation est réalisée si l'impulsion produit un déphasage non-linéaire valant un multiple impair de π . Le déphasage ainsi produit, réalise la commutation, la voie A devient bloquée, alors que la voie B devient passante, et ceci pendant la durée caractéristique de l'impulsion. En pratique, ceci se produit si le déphasage non-linéaire suit exactement l'enveloppe du champ de l'impulsion et peut donc être considéré comme ultra-rapide.

Le commutateur non-linéaire parfait repose sur l'effet Kerr, que nous allons détailler ici. La description de l'effet Kerr pur est simple. L'équation différentielle sur la phase s'écrit :

$$\frac{d\phi(z,t)}{dz} = f^4 k n_2 I(t) \quad (4.1)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur d'onde en espace libre, n_2 est le coefficient Kerr, f est le facteur de

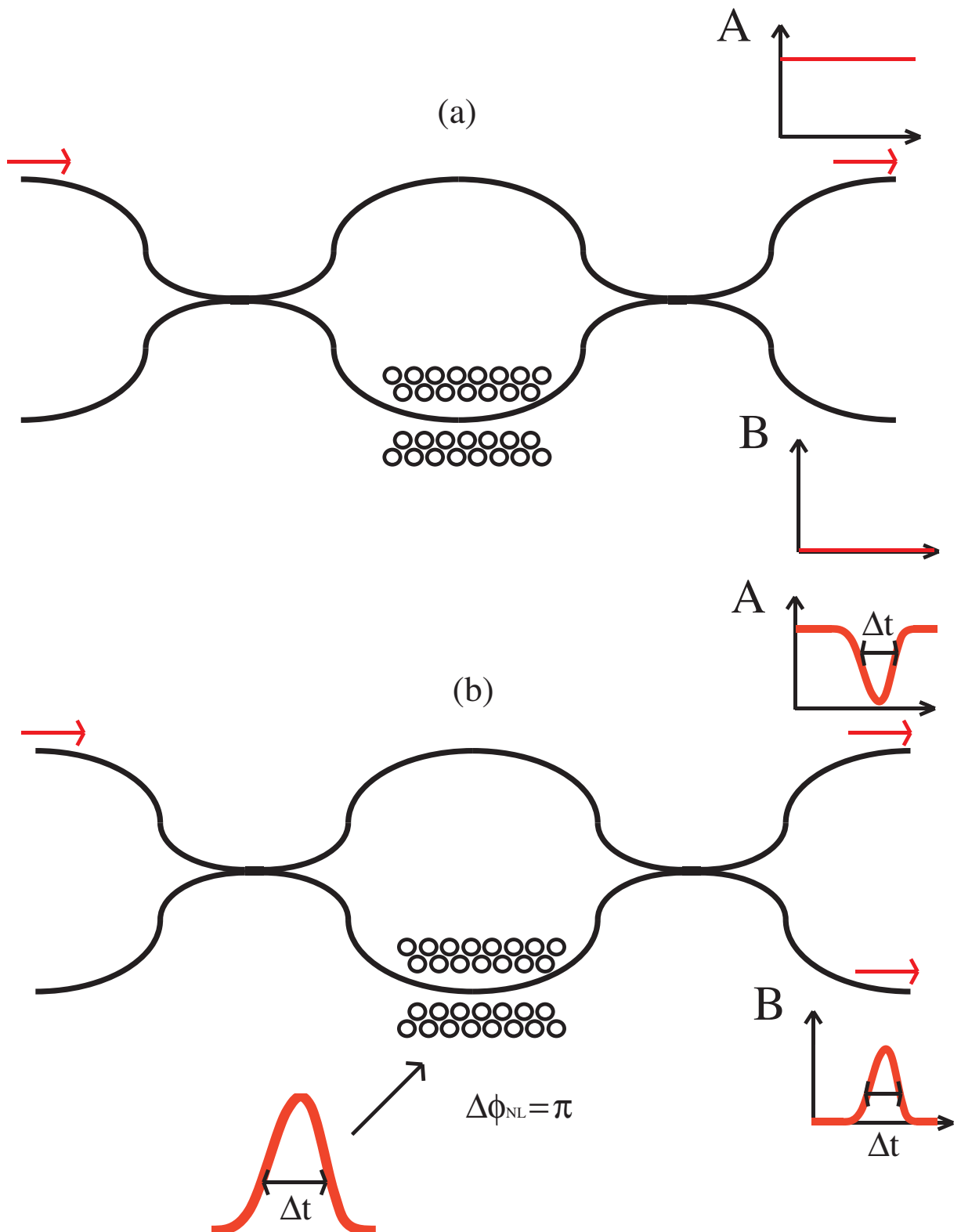


Figure 4.1. Schéma illustrant la commutation non-linéaire. (a) Interféromètre de Mach-Zehnder, dont l'un des deux bras est déséquilibré par un composant non-linéaire (guide ou micro-cavité à fort confinement du champ). A la situation d'équilibre, la voie A est passante et la voie B est bloquée. (b) Pour obtenir la commutation, on introduit une impulsion de durée caractéristique Δt dans le composant non-linéaire, permettant d'obtenir un déphasage valant π . Celle-ci réalise la commutation en rendant la voie A bloquée et la voie B passante pendant une durée Δt .

champ local et $I(t)$ est l'intensité du champ. Imaginons que le profil d'intensité soit de forme carrée avec une demi-durée valant T . Alors l'équation de phase se résout simplement au bout d'une longueur L de propagation dans le composant non-linéaire et l'on obtient :

$$\phi(L, t) = f^4 k n_2 I_0 L \quad (4.2)$$

Pour réaliser la commutation, il faut que $\phi(L, t) \approx \pi$, si bien que l'on peut définir un paramètre de commutation ρ_π qui doit être supérieur à 1 pour le composant et fonction des trois variables de longueurs de composants (L), de facteur de localisation (f) et d'intensité-crête (I_0). Ainsi, pour que la commutation ait lieu :

$$\rho_\pi = 2f^4 I(t) \frac{L n_2}{\lambda} > 1 \quad (4.3)$$

A titre d'exemple, si l'on prend le cas du silicium à la longueur d'onde de $1.5 \mu\text{m}$, dont le coefficient Kerr vaut $n_2 = 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{GW}$, nous avons :

$$\rho_\pi = 7.7 \times 10^{-12} f^4 I_0 L \quad (4.4)$$

Pour atteindre la valeur de 1, il faut que $f^4 I_0 L > 1.3 \times 10^{11}$, on peut alors agir sur les différentes variables (f , I_0 et L). Si l'on considère par exemple, une situation expérimentale dans laquelle, on fixe I_0 , et T , on peut définir des couples de valeurs (f , L) permettant de réaliser la commutation. On nommera, longueur de commutation Kerr la fonction $L(f)$ dans ce cas précis. Si l'on prend, toujours à titre d'exemple $I_0 = 500 \text{ MW}/\text{cm}^2$, on obtient, la fonction :

$$L \approx \frac{10 \ 400}{f^4} \quad (4.5)$$

4.1.2 Figure de mérite classique

Classiquement, on utilise une figure de mérite non-linéaire pour caractériser la commutation par effet Kerr [31]. De telles figures de mérite ont déjà montré, par exemple, qu'à cause de l'absorption à deux photons, le silicium et le GaAs ne peuvent être utilisés pour la commutation Kerr aux longueurs d'onde télécom [32]. Nous rappelons ici les principaux résultats de cette figure de mérite classique. Pour définir un critère, il faut partir de l'équation différentielle fournissant l'évolution de l'intensité d'une onde traversant un milieu où il se produit de l'absorption à deux photons :

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha_l I - f^4 \beta_{\text{TPA}} I^2 \quad (4.6)$$

où I est l'intensité à l'intérieur du composant, α_l est l'atténuation linéaire et β_{TPA} est le coefficient d'absorption à deux photons. Pour un composant de longueur L , la solution de cette équation différentielle fournit simplement :

$$I(L) = \frac{I(0)e^{-\alpha_l L}}{1 + f^4 \beta_{\text{TPA}} I(0) L_{\text{eff}}} \quad (4.7)$$

Table 4.1. Critère de mérite non-linéaire pour la commutation optique par effet Kerr pour le Si et le GaAs.

Paramètres	Si	GaAs
n_2	$6 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$	$16 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$
β_{TPA}	$0.8 \text{ cm}/\text{GW}$	$10 \text{ cm}/\text{GW}$
$\frac{\lambda \beta_{\text{TPA}}}{2n_2}$	1.03	4.84

avec $L_{\text{eff}} = (1 - e^{-\alpha_l L})/\alpha_l$. Nous avons vu au paragraphe précédent, que le critère de commutation par effet Kerr est que le déphasage non-linéaire doit valoir π , si bien que l'on a :

$$L = \frac{\lambda}{f^4 2n_2 I(0)} \quad (4.8)$$

La première condition à réaliser pour développer un dispositif performant consiste à ce que ses pertes linéaires soient négligeables. Nous nous plaçons donc dans ce cas pour la suite en prenant $\alpha_L = 0$. Le second point concerne les pertes non-linéaires inhérentes au fonctionnement du composant. Afin que l'absorption à deux photons n'absorbe pas trop d'énergie au signal, nous pouvons écrire, à partir de l'équation (4.7), qu'un critère pour éviter une absorption trop grande serait :

$$f^4 \beta_{\text{TPA}} I(0) L < 1 \quad (4.9)$$

pour garder une transmission supérieure à 50%. En combinant l'inégalité que nous venons d'écrire avec l'équation (4.8), nous obtenons le critère suivant :

$$\frac{\lambda \beta_{\text{TPA}}}{2n_2} < 1 \quad (4.10)$$

A partir des définitions de β_{TPA} et de n_2 donnée en fonction de la susceptibilité non-linéaire effective d'ordre trois $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ ((1.20) et (1.26) dans le chapitre 1), nous pouvons réécrire ce critère sous une forme légèrement plus élégante :

$$\frac{\pi \operatorname{Im} [\chi_{\text{eff}}^{(3)}]}{2 \operatorname{Re} [\chi_{\text{eff}}^{(3)}]} < 1 \quad (4.11)$$

Cette relation est fondamentalement liée au matériau et ne comporte absolument aucun paramètre géométrique. Le tableau 4.1 fournit les valeurs de ce critère pour le silicium et le GaAs pour une opération à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

On voit, dès lors, qu'il est impossible d'obtenir une commutation non-linéaire satisfaisante par effet Kerr pur avec le silicium ou l'arséniure de gallium car l'absorption à deux photons y est trop élevée. La première solution consiste à utiliser la réfraction des porteurs libres pour obtenir la commutation. La deuxième solution qui vient à l'esprit consiste à utiliser des matériaux dont l'énergie de gap est plus élevée pour s'affranchir de l'absorption à deux photons. Toutefois, on entre alors dans un régime d'absorption multi-photonique, correspondant à des effets non-linéaires d'ordre élevé (supérieur à trois). Il convient alors de caractériser les structures semi-conductrices à fort confinement du champ par des critères tenant compte non seulement des paramètres physiques du matériau, mais aussi des paramètres géométriques (liés à la structuration notamment) tels que la longueur du composant et le facteur de champ local. Pour cela, nous adoptons la même démarche que celle présentée au paragraphe 2.3.2 du chapitre 2, en étendant la définition des longueurs non-linéaires au cas des processus liés à l'absorption multi-photonique ou absorption à m-photons (m-PA). A partir de ces définitions, nous pourront établir des diagrammes de fonctionnement pour les composants non-linéaires et envisager une des deux solutions présentées.

4.2 Longueurs non-linéaires

Nous avons déjà vu au chapitre 2, que les longueurs non-linéaires pour l'effet Kerr, la réfraction des porteurs libres et l'absorption à deux photons pouvaient s'écrire :

$$L_{\text{Kerr}} = \frac{\lambda}{2f^4 n_2 I_0} \quad (4.12)$$

$$L_{\text{FCR}} = \frac{hc}{2f^6 \sigma_n \beta_{\text{TPA}} I_0^2 T} \quad (4.13)$$

$$L_{\text{TPA}} = \frac{1 - T_{\text{TPA}}}{T_{\text{TPA}} f^4 \beta_{\text{TPA}} I_0} \quad (4.14)$$

où $I_0 = I(0)$ est l'intensité-crête d'une impulsion carrée de durée $(2T)$ en $z = 0$ et T_{TPA} correspond à la transmission non-linéaire que l'on souhaite se fixer. La généralisation au cas de l'absorption multi-photonique ne change pas L_{Kerr} , mais modifie les formules de L_{TPA} et de L_{FCR} .

4.2.1 Absorption à m-photons

Nous nous plaçons dans un matériau structuré quelconque présentant de l'absorption multi-photonique. L'absorption à m-photons étant un processus non-linéaire d'ordre $(2m - 1)$, il est renforcé par un facteur f^{2m} , si bien que l'équation d'évolution de l'intensité au cours de la propagation s'écrit :

$$\frac{dI}{dz} = -f^{2m} \beta_{\text{m-PA}} I^m \quad (4.15)$$

La solution de cette équation différentielle est triviale et fournit, après propagation sur une longueur L de composant :

$$I(L) = \frac{I_0}{\left[1 + (m - 1) f^{2m} \beta_{\text{m-PA}} I_0^{(m-1)} L\right]^{\left(\frac{1}{m-1}\right)}} \quad (4.16)$$

Ceci nous permet alors de définir, comme pour la longueur d'absorption à deux photons, une longueur d'absorption à m-photons $L_{\text{m-PA}}$, définie comme étant la longueur de composant, telle que celui-ci ait une transmission valant $T_{\text{m-PA}}$:

$$T_{\text{m-PA}} = \frac{I(L_{\text{m-PA}})}{I_0} = \frac{1}{\left[1 + (m - 1) f^{2m} \beta_{\text{m-PA}} I_0^{(m-1)} L_{\text{m-PA}}\right]^{\left(\frac{1}{m-1}\right)}} \quad (4.17)$$

Cette dernière équation permet d'obtenir l'expression de la longueur d'absorption à m-photons :

$$L_{\text{m-PA}} = \frac{1 - T_{\text{m-PA}}^{(m-1)}}{T_{\text{m-PA}}^{(m-1)} f^{2m} \beta_{\text{m-PA}} I_0^{(m-1)}} \quad (4.18)$$

Par cette dernière équation, on voit que cette longueur non-linéaire est inversement proportionnel à f^{2m} et I_0^{m-1} et définit une longueur d'absorption pour tout processus d'absorption multi-photonique sous la contrainte d'une transmission valant $T_{\text{m-PA}}$. Cette expression généralise et remplace l'expression (4.14) établie dans le cas $m = 2$.

4.2.2 Longueur de réfraction des porteurs libres

Comme nous l'avons fait au chapitre 2, nous pouvons aussi définir une longueur de réfraction des porteurs libres correspondant à la longueur de composant nécessaire pour obtenir un déphasage de π , mais cette fois, nous généralisons son expression au cas de porteurs générés par absorption multi-photonique.

En ne tenant compte que de la réfraction des porteurs libres, l'équation différentielle sur la phase, s'écrit :

$$\frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = kf^2 \sigma_n N(z, t) = \frac{\pi}{L_{FCR}^{m-PA}(f, I_0)} \quad (4.19)$$

L_{FCR}^{m-PA} est la longueur de réfraction des porteurs libres assisté par absorption à m-photons et est une fonction de f et de I_0 :

$$L_{FCR}^{m-PA} = \frac{\lambda}{2f^2 \sigma_n N_0} \quad (4.20)$$

En réalité, $\sigma_n < 0$, ce qui signifierait que la longueur $L_{FCR}^{m-PA} < 0$, ce qui n'a pas de sens physique. Nous ne nous intéressons pas au signe du déphasage, car c'est le déphasage relatif qui importe. Autrement dit, dans toute application numérique de $L_{FCR}^{m-PA} < 0$, il faut prendre la valeur absolue de σ_n . Cette fois-ci, l'équation de génération des porteurs libres, toujours en négligeant le temps de recombinaison, s'écrit :

$$\frac{dN}{dt} = f^{2m} \frac{\beta_{m-PA}}{m\hbar\omega} I^m \quad (4.21)$$

Toujours pour une impulsion carrée se propageant dans le guide dont la demi-largeur vaut T et dont l'intensité-crête vaut I_0 , nous pouvons donner la valeur de la densité totale de porteurs libres générés après le passage de l'impulsion :

$$N_0 \approx \frac{\beta_{m-PA}}{m\hbar\omega} I_0^m (2T) \quad (4.22)$$

Ainsi en substituant dans l'expression de L_{FCR}^{m-PA} , nous obtenons simplement :

$$L_{FCR}^{m-PA} = \frac{mhc}{2f^{2m+2} \sigma_n \beta_{m-PA} I_0^m (2T)} \quad (4.23)$$

Cette dernière relation généralise et remplace l'expression (4.23).

4.3 Calculs et détermination des paramètres de matériaux

Maintenant que nous avons les définitions des longueurs non-linéaires pour les différents processus qui nous intéressent pour la commutation, il faut définir les matériaux pour lesquels, nous allons effectuer des calculs de longueurs et calculer les paramètres utiles aux calculs, à savoir les coefficients non-linéaires. Les trois paramètres majeurs qui nécessitent d'être déterminés sont le coefficient d'absorption multi-photonique β_{m-PA} , le coefficient Kerr n_2 et le coefficient de réfraction des porteurs libres σ_n . Ces paramètres ne sont pas toujours disponibles dans la littérature. Toutefois, il existe des modèles théoriques qui permettent d'obtenir un ordre de grandeur de leurs valeurs numériques. Nous commençons par présenter ces calculs.

4.3.1 Calculs des coefficients non-linéaires

Coefficients d'absorption multi-photonique

Les calculs sont issus des lois d'échelle pour l'absorption multi-photonique inter-bande dans les semiconducteurs [67].

Quel que soit le matériau considéré, les calculs ne sont valables que pour une absorption multiphotonique directe à une fréquence unique. Le coefficient d'absorption à m -photons s'exprime de deux manières différentes en fonction des données du matériau, suivant que m est pair ou impair. Si m est impair, nous avons :

$$\beta_{m-PA} = C_m F_m \left(\frac{m\hbar\omega}{E_g} \right) \frac{\hbar^{m-1} P^{2m-3}}{n^m E_g^{4m-5}} \quad (4.24)$$

Ici, n est l'indice de réfraction, E_g est l'énergie de gap et C_m est un paramètre sans dimension qui se calcule selon :

$$C_m = \alpha^m m^{4m-2} \pi^{m-1} 2^{-m} \sqrt{2} \left[\frac{m-1}{2} \right]^{-4} \quad (4.25)$$

où $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c \epsilon_0}$ est la constante de structure fine. F_m est une fonction définie comme :

$$F_m \left(\frac{m\hbar\omega}{E_g} \right) = \left[\frac{m\hbar\omega}{E_g} - 1 \right]^{1/2} \left(\frac{m\hbar\omega}{E_g} \right)^{-(4m-3)} \quad (4.26)$$

$P = \hbar \sqrt{\frac{E_p}{2m_0}}$ s'appelle le paramètre de Kane et est exprimé en fonction de l'énergie de Kane E_p et de la masse de l'électron m_0 . L'énergie de Kane E_p est quasiment indépendante du matériau considéré et sera prise égale à 21 eV [67].

En revanche, si m est pair, nous avons les formules suivantes pour β_{m-PA} , C_m et F_m :

$$\beta_{m-PA} = C_m F_m \left(\frac{m\hbar\omega}{E_g} \right) \frac{\hbar^{m-1} P^{2m-3}}{n^m E_g^{4m-5}} \quad (4.27)$$

$$C_m = \alpha^m m^{4m} \pi^{m-1} 2^{m-1} \sqrt{2} [(m-1)!]^2 \quad (4.28)$$

$$F_m \left(\frac{m\hbar\omega}{E_g} \right) = \left[\frac{m\hbar\omega}{E_g} - 1 \right]^{3/2} \left(\frac{m\hbar\omega}{E_g} \right)^{-(4m-3)} \quad (4.29)$$

La constante de structure fine étant une constante sans unité et P s'exprimant en J/m, le coefficient β_{m-PA} s'exprime en m^{2m-3}/W^{m-1} . On retrouve bien, dans le cas $m = 2$, l'unité d'un coefficient d'absorption à deux photons, i.e. des m/W .

A partir de ces équations, nous pouvons calculer les coefficients d'absorption à m -photons, pour n'importe quel matériau.

Afin de regarder l'évolution des coefficients d'absorption multi-photoniques β_{m-PA} en fonction de l'énergie des photons, nous considérons deux matériaux fictifs ayant un indice de réfraction $n = 3$. Le premier matériau a une énergie de gap $E_g = 2$ eV et le second $E_g = 4$ eV. Les courbes des β_{m-PA} pour ces deux matériaux sont représentées sur la figure 4.2. Une courbe de β_{m-PA} est représentée en $\text{cm}^{-1}(\text{cm}^2\text{GW}^{-1})^{m-1}$, autrement dit, chaque courbe peut être considérée comme prenant la valeur d'un coefficient d'absorption exprimée en cm^{-1} pour une intensité de 1 GW/cm^2 . Chaque courbe débute à l'abscisse $h\nu = E_g/m$, ce qui est très logique, puisqu'un processus d'absorption à m -photons ne peut avoir lieu, si la somme des énergies des m photons est inférieure à l'énergie de gap E_g . Elle passe ensuite par un maximum peu après, avant de décroître pour les énergies plus grandes. On observe que chaque courbe β_{m-PA} atteint son maximum peu après une valeur E_g/m pour l'énergie des photons. Cela signifie que les processus d'absorption résonne lorsque la somme des énergies des photons à absorber est proche et légèrement supérieure à l'énergie de gap. On constate, de plus, que l'amplitude de chaque courbe augmente lorsque E_g diminue et que leur largeur diminue avec m .

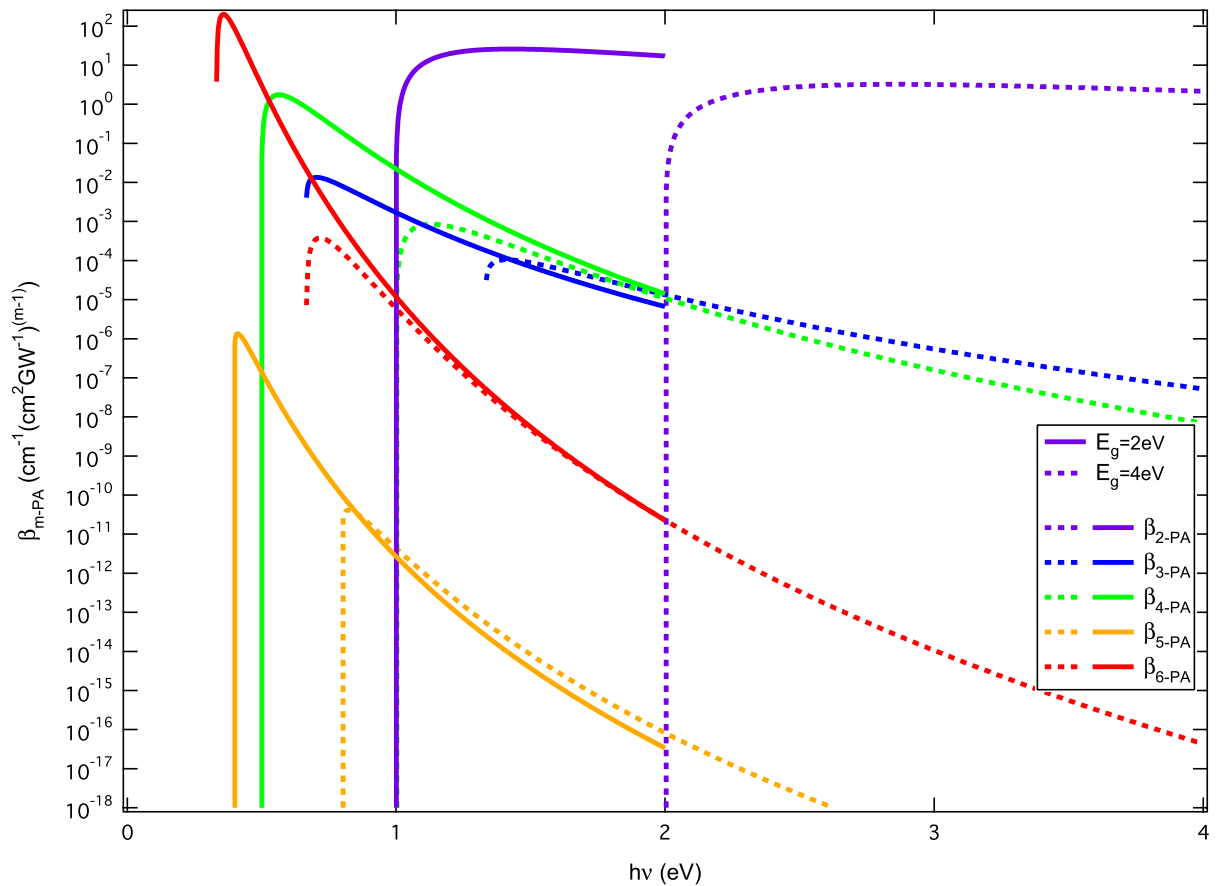


Figure 4.2. Evolution des coefficients d'absorption multi-photonique β_{m-PA} en fonction de l'énergie des photons pour deux matériaux fictifs d'indice $n = 3$ et d'énergie de gap $E_g = 2\text{ eV}$ (trait plein) et $E_g = 4\text{ eV}$ (trait pointillé). Une courbe de β_{m-PA} est représentée en $\text{cm}^{-1}(\text{cm}^2\text{GW}^{-1})^{m-1}$.

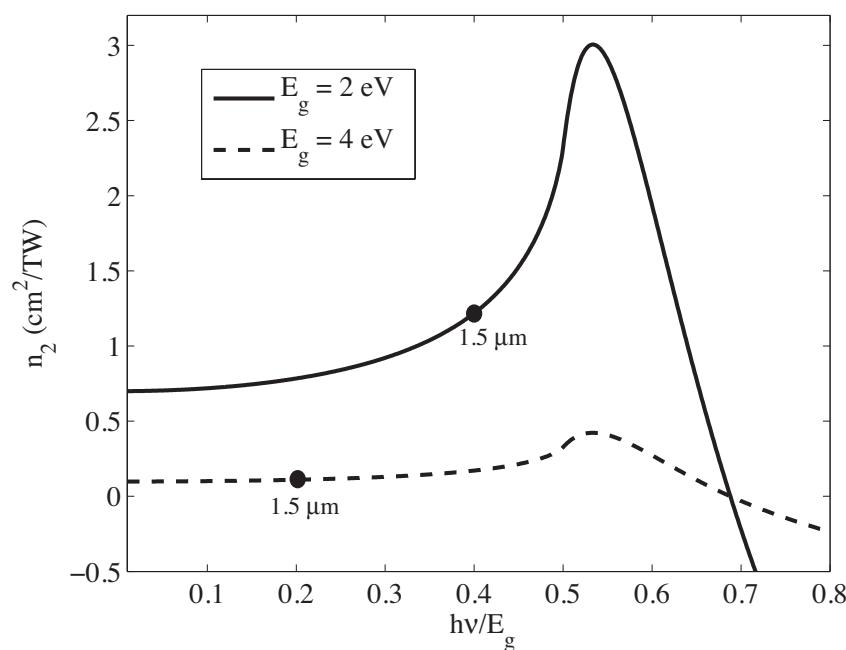


Figure 4.3. Evolution du coefficient Kerr n_2 en fonction de $h\nu/E_g$ pour deux matériaux fictifs dont les énergies de gap valent 2 eV (trait plein) et 4 eV (pointillé). La valeur de l'indice de réfraction est prise égale à 3. Un photon à la longueur d'onde de $1.55\text{ }\mu\text{m}$ a une énergie d'environ 0.8 eV correspondant à $h\nu/E_g = 0.4$ pour $E_g = 2\text{ eV}$ et $h\nu/E_g = 0.2$ pour $E_g = 4\text{ eV}$.

Coefficient Kerr

Le calcul présenté ici est issu de [68]. La formule fournissant le coefficient Kerr s'écrit :

$$n_2(\omega) = \frac{10^3 \pi}{nc} K' \frac{\sqrt{E_p}}{nE_g^4} G_2 \left(\frac{\hbar\omega}{E_g} \right) \quad (4.30)$$

où E_g est l'énergie de gap, n est l'indice de réfraction du milieu, $E_p = 21$ eV est l'énergie de Kane et K' est un coefficient numérique valant 1.5×10^{-8} , si les énergies sont exprimées en eV. La fonction G_2 est définie de la manière suivante :

$$G_2(x) = G_{\text{TPA}}(x) + G_R(x) + G_{\text{LS}}(x) + G_{\text{QS}}(x) - G_{\text{DT}}(x) \quad (4.31)$$

avec :

$$\begin{aligned} G_{\text{TPA}}(x) &= \frac{1}{(2x)^6} \left[-\frac{3}{8}x^2(1-x)^{-1/2} + 3x(1-x)^{1/2} - 2(1-x)^{3/2} + 2H(1-2x)(1-2x)^{3/2} \right] \\ G_R(x) &= \frac{1}{(2x)^6} \left[-\frac{3}{8}x^2(1+x)^{-1/2} - 3x(1+x)^{1/2} - 2(1+x)^{3/2} + 2(1+2x)^{3/2} \right] \\ G_{\text{LS}}(x) &= \frac{1}{(2x)^6} \left[2 - (1-x)^{3/2} - (1+x)^{3/2} \right] \\ G_{\text{QS}}(x) &= \frac{1}{(4x)^5} \left[(1-x)^{-1/2} - (1+x)^{-1/2} - \frac{x}{2}(1-x)^{3/2} - \frac{x}{2}(1+x)^{3/2} \right] \\ G_{\text{DT}}(x) &= \left[-2 - \frac{35}{8}x^2 + \frac{x}{8}(3x-1)(1-x)^{-1/2} - 3x(1-x)^{1/2} + (1-x)^{3/2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{x}{8}(3x+1)(1+x)^{-1/2} + 3x(1+x)^{1/2} + (1+x)^{3/2} \right] \end{aligned}$$

où $H(x)$ est la fonction de Heaviside.

Nous traçons sur la figure 4.3, l'évolution de n_2 pour un matériau fictif, pour deux énergies de gap données ($E_g = 2$ eV en trait plein et $E_g = 4$ eV en pointillé) en fonction de $\hbar\nu/E_g$, où $\hbar\nu = \hbar\omega$ représente l'énergie du photon. Nous avons pris l'indice de réfraction n égal à 3 pour l'application numérique. Nous observons que les courbes passent dans les deux cas par un maximum, pour $\hbar\nu = \hbar\omega \approx 0.53$, puis décroissent pour les énergies de photon plus petites atteignant une valeur asymptotique, qui reste tout de même dans le même ordre de grandeur. On voit aussi que l'augmentation de l'énergie de gap a pour effet de diminuer la valeur du coefficient Kerr. Au-delà de $\frac{\hbar\nu}{E_g} = 0.7$, le coefficient Kerr change de signe.

Coefficient de réfraction des porteurs libres

Nous rappelons ici la formule du coefficient de réfraction des porteurs libres. celui-ci est calculé à partir du modèle de Drude-Lorentz, par la formule, présentée au paragraphe 1.2.5 du premier chapitre :

$$\sigma_n = -\frac{e^2}{2\epsilon_0 n_0 \omega^2} \frac{E_g^2}{(E_g^2 - \hbar^2 \omega^2)} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) = K \frac{E_g^2}{\hbar^2 \omega^2 (E_g^2 - \hbar^2 \omega^2)} = K f_R(\hbar\omega) \quad (4.32)$$

où K est un facteur constant négatif qui ne dépend pas de l'énergie des photons. Nous traçons sur la figure 4.4, l'évolution de la fonction $f_R(\hbar\omega)$ pour les deux mêmes matériaux fictifs dont les énergies de gap valent $E_g = 2$ eV et $E_g = 4$ eV.

On observe que f_R conserve à peu près le même ordre de grandeur aux alentours de 0.8 eV qui correspond à l'énergie de photons qui nous intéresse, puis décroît très rapidement à mesure que l'énergie des photons s'approchent de l'énergie de gap.

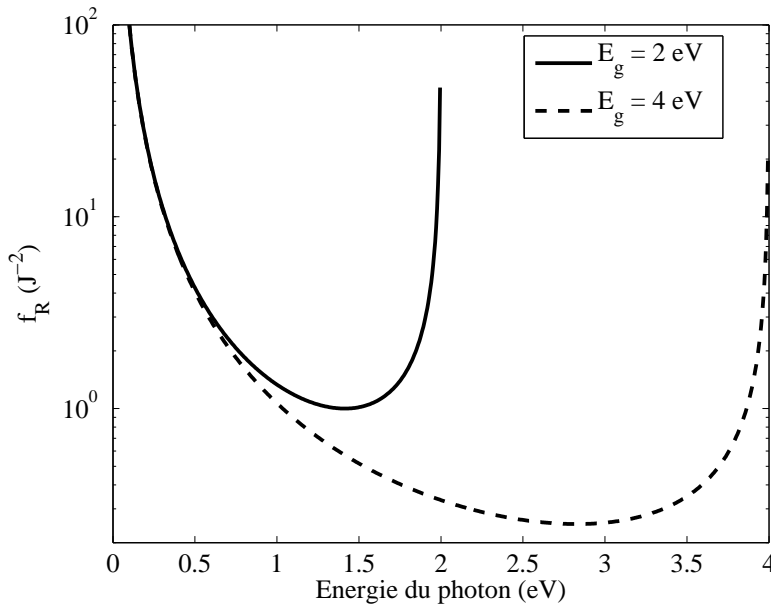


Figure 4.4. Evolution du coefficient de la fonction f_R représentant la répartition du coefficient de réfraction des porteurs libres σ_n en fonction de l'énergie des photons. f_R est tracée pour deux matériaux fictifs dont les énergies de gap valent 2 eV (trait plein) et 4 eV (pointillé).

4.3.2 Matériaux

Nous, nous intéresserons à quatre matériaux. Le silicium et l'arséniure de gallium, car nous les avons déjà étudiés. Puisque la commutation par effet Kerr pur est impossible pour ces deux milieux, nous nous proposons d'étudier deux autres matériaux, dont les énergies de gap sont plus grandes. L'AlGaAs et le nitrure de gallium (GaN), qui sert notamment à la fabrication de diode bleue.

Le silicium (Si)

Tous les coefficients du silicium sont déjà connus du chapitre précédent, nous ne faisons que les rappeler dans le tableau 4.2. Les coefficients qu'il est nécessaire de connaître pour le calcul des longueurs non-linéaires sont le coefficient d'absorption multi-photonique (β_{m-PA}), le coefficient Kerr (n_2) et le coefficient de réfraction des porteurs libres (σ_n). Dans le cas du silicium, puisque l'énergie de gap vaut 1.124 eV, et que l'énergie d'un photon à 1.5 μm correspond à une énergie de 0.8 eV, l'absorption multi-photonique pertinente, est l'absorption à deux photons.

Table 4.2. Valeurs des coefficients pour le silicium.

Nom du coefficient	Symbole	Valeurs	Origine
Indice de réfraction à 1.55 μm	n_{Si}	3.48	[37]
Energie de gap	E_g	1.124 eV	[56]
Coefficient d'absorption à deux photons	β_{TPA}	0.8 cm/GW	[37]
Coefficient Kerr	n_2^{Si}	$6 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$	[37]
Coefficient de réfraction des porteurs libres	σ_n	$-1.35 \times 10^{-27} \text{ m}^3$	[57]

L'arséniure de gallium (GaAs)

De même que pour le silicium, nous reprenons les valeurs des coefficients données au chapitre 2, pour les mettre dans le tableau 4.3.

Table 4.3. Valeurs des coefficients pour l'arséniure de gallium.

Nom du coefficient	Symbole	Valeurs	Origine
Indice de réfraction à 1.55 μm	n_{GaAs}	3.37	[30]
Energie de gap	E_g	1.424 eV	[67]
Coefficient d'absorption à deux photons	β_{TPA}	10 cm/GW	[26]
Coefficient Kerr	n_2^{GaAs}	$1.6 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$	[26]
Coefficient de réfraction des porteurs libres	σ_n	$-7 \times 10^{-27} \text{ m}^3$	calculé

L'arséniure de gallium aluminium (AlGaAs)

L'arséniure de gallium aluminium est un semiconducteur ternaire III-V. Dans le cas de l'AlGaAs, on utilise deux éléments de la colonne III de la classification périodique des éléments (Al et Ga), combinés avec un élément de la colonne V (As). Dans ces cas, l'alliage est du type $\text{III}_x\text{-III}_{1-x}\text{-V}$, où x prend des valeurs entre 0 et 1. L'alliage le plus communément utilisé pour l'AlGaAs, correspond à $x = 0.36$. Dans ce cas l'énergie de gap direct est donnée par la formule [69] :

$$E_g(x) = 1.424 + 1.247x \quad (4.33)$$

Ainsi, pour $x = 0.36$, nous obtenons $E_g^{\text{AlGaAs}} = 1.873 \text{ eV}$.

Connaissant l'énergie de gap, nous pouvons alors calculer le coefficient d'absorption multiphotonique pertinent. Dans le cas de photons à 0.8 eV, il s'agit de l'absorption à trois photons. Nous utilisons les équations du paragraphe 4.3.1 pour calculer $\beta_{3\text{-PA}}$.

Pour effectuer l'application numérique du coefficient de réfraction des porteurs libres, nous prenons l'indice de réfraction $n_{\text{AlGaAs}} = 3.216$, $m_h^* = 0.40m_0$ et $m_e^* = 0.091m_0$ [32].

Les valeurs de coefficients pour l'AlGaAs sont reportées dans le tableau 4.4.

Table 4.4. Valeurs des coefficients pour l' $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$.

Nom du coefficient	Symbole	Valeurs	Origine
Indice de réfraction à 1.55 μm	n_{AlGaAs}	3.216	[67]
Energie de gap	E_g	1.873 eV	calculée
Coefficient d'absorption à trois photons	$\beta_{3\text{-PA}}$	$0.09 \text{ cm}^3/\text{GW}^2$	calculé
Coefficient Kerr	n_2^{AlGaAs}	$6 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$	[32]
Coefficient de réfraction des porteurs libres	σ_n	$-5.44 \times 10^{-27} \text{ m}^3$	calculé

Nous remarquons, que les coefficients Kerr et de réfraction des porteurs libres sont très proches pour les trois matériaux présentés.

Le nitrure de Gallium (GaN)

Le nitrure de gallium est aussi un semiconducteur de la classe III-V. Il s'agit d'un matériau dont le gap est très grand ($E_g^{\text{GaN}} = 3.44 \text{ eV}$), si bien qu'il trouve ses applications dans la fabrication de diode bleue et pour l'optique non-linéaire dans les cristaux photoniques à deux dimensions [70]. Nous nous intéressons plus particulièrement à ce composé, car il permet d'atteindre un régime d'absorption à cinq photons, avant que les effets de porteurs ne deviennent visibles.

Le calcul du coefficient de réfraction des porteurs libres fournit $\sigma_n = 2.17 \times 10^{-27} \text{ m}^3$ en prenant $m_e^* = 0.20m_0$ et $m_h^* = 0.8m_0$ [71, 72] et celui du coefficient Kerr fournit $n_2^{\text{GaN}} = 1.3 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ par la formule (4.30). L'indice de réfraction est calculé par l'équation de Sellmeier.

Le tableau 4.5 regroupe les valeurs des différents paramètres pour le nitrure de Gallium.

Table 4.5. Valeurs des coefficients pour le nitrure de gallium.

Nom du coefficient	Symbole	Valeurs	Origine
Indice de réfraction à $1.55 \mu\text{m}$	n_{GaN}	2.32	calculé
Energie de gap	E_g	3.44 eV	[73]
Coefficient d'absorption à cinq photons	$\beta_{5\text{-PA}}$	$6.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^7/\text{GW}^4$	calculé
Coefficient Kerr	n_2^{GaN}	$1.3 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$	calculé
Coefficient de réfraction des porteurs libres	σ_n	$-2.17 \times 10^{-27} \text{ m}^3$	calculé

Nous avons maintenant tous les coefficients nécessaires au calcul des longueurs non-linéaires présentées au paragraphe 4.2.

4.4 Diagramme de longueurs non-linéaires

Comme nous l'avons fait au paragraphe 2.3.2 du chapitre 2, nous pouvons maintenant tracer des diagrammes de longueurs non-linéaires à partir des expressions (4.12), (4.18) et (4.23). En fixant, une valeur d'intensité-crête, une durée d'impulsion et une contrainte de transmission non-linéaire du composant, nous obtenons des graphes de longueurs en fonction du facteur de champ local. Nous prenons une intensité valant $I_0 = 100 \text{ MW}/\text{cm}^2$ et une durée d'impulsion $T = 5 \text{ ps}$. A titre indicatif, une telle intensité correspond, dans les conditions expérimentales que nous avons utilisées dans le chapitre 2, à une puissance moyenne injectée d'environ $100 \mu\text{W}$ dans un guide dont l'aire effective vaut $A_{\text{eff}} = 0.1 \mu\text{m}^2$.

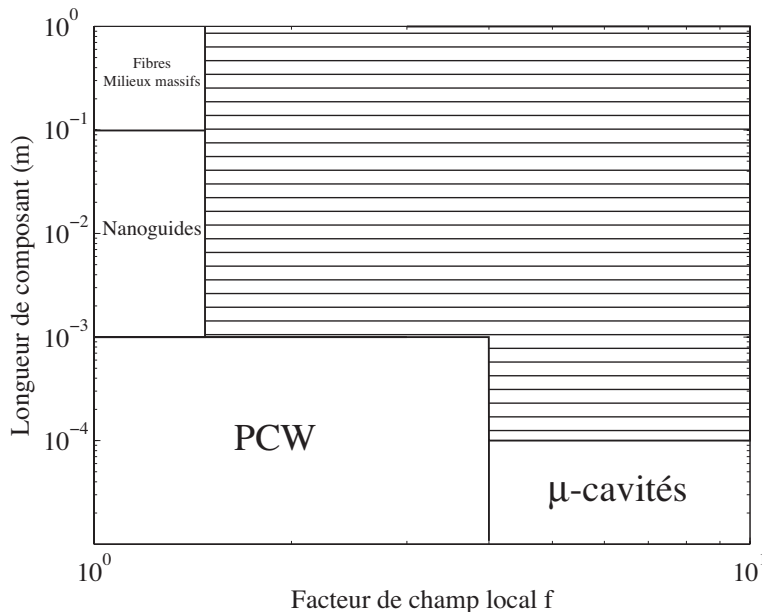


Figure 4.5. Diagramme de longueurs typiques de composants en fonction des régimes de localisation pouvant être atteint. Ce diagramme permet de placer les différents types de structure photonique en fonction de ces deux paramètres. PCW : guide à cristal photonique (en anglais - *photonic crystal waveguide*). μ -cavités : microcavités. La zone hachurée correspond à une zone non-peuplée par des structures, s'agissant de composants photoniques de grandes dimensions à forte localisation.

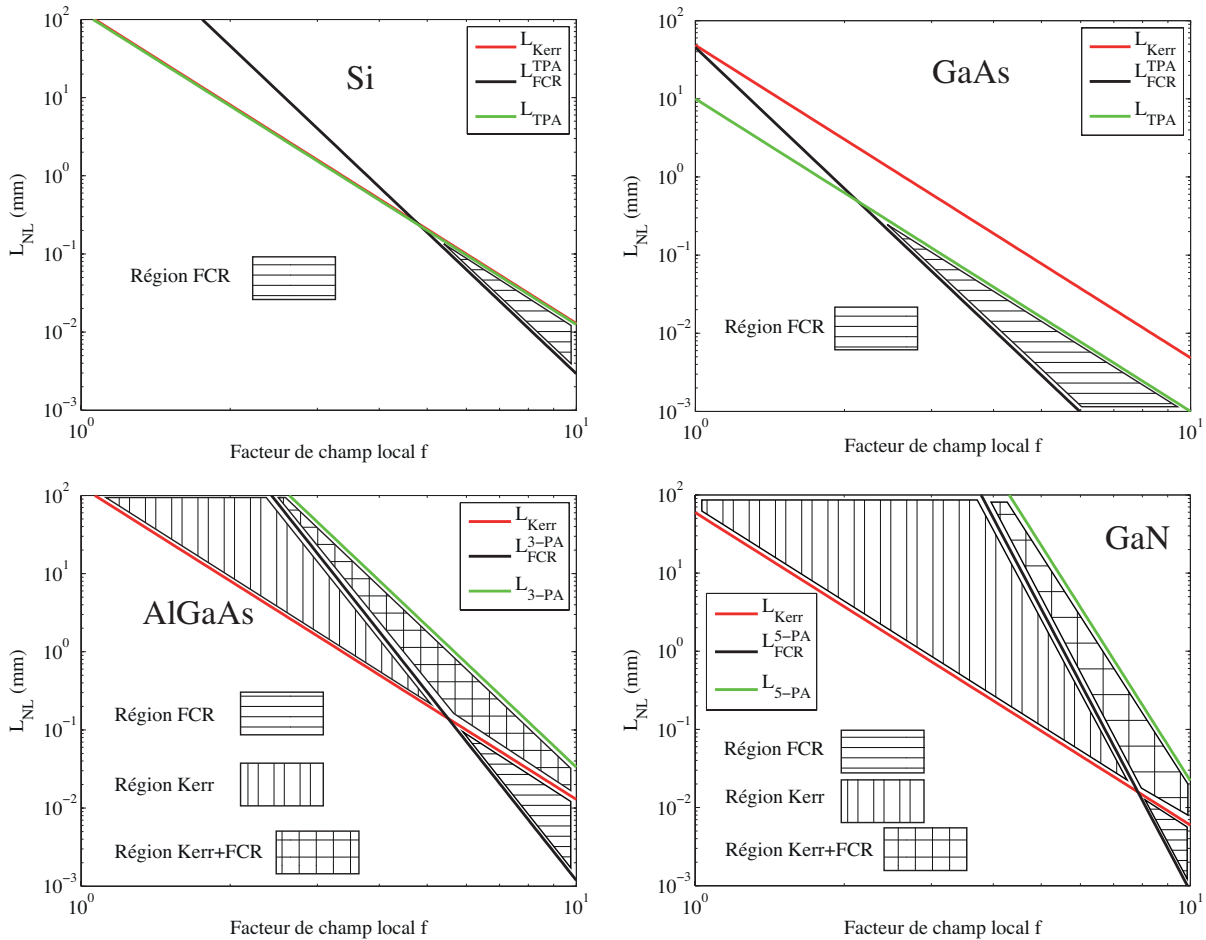


Figure 4.6. Diagramme de longueurs non-linéaires pour le silicium (Si) (a), l'arséniure de gallium (GaAs) (b), l'arséniure de gallium aluminium (AlGaAs) (c) et le nitrure de gallium (GaN) (d), en fonction du facteur de champ local f . La courbe rouge représente la longueur minimale permettant d'atteindre un déphasage de π par effet Kerr, la courbe verte représente la longueur maximale à ne pas dépasser pour que la transmission du composant soit supérieure à 50% et la courbe noire est la longueur minimale de composant assurant un déphasage de π par réfraction des porteurs libres. Trois zones sont représentées sur les diagrammes correspondant aux régions de commutation par effet Kerr, par effet de porteurs libres et par une compétition de ces deux processus.

Nous rappelons ici le diagramme du paragraphe 1.4.4 fournissant les longueurs typiques de composants en fonction des régimes de localisation pouvant être atteint (voir figure 4.5).

Sur la figure 4.6, nous représentons les différentes longueurs non-linéaires en fonction du facteur de champ local pour le silicium (figure (a)), l'arséniure de gallium (figure (b)), l'arséniure de gallium et d'aluminium (figure (c)) et le nitrure de gallium (figure (d)). Nous pouvons décrire trois régions de fonctionnement pour la commutation.

La région Kerr correspond à la zone dans laquelle, on peut considérer que la commutation s'opère par effet Kerr pur. Autrement dit, le déphasage de π entre l'entrée et la sortie du composant est atteint. Pour cela, il faut être au-dessus de la ligne de longueur minimale permettant d'obtenir ce déphasage (L_{Kerr}) et qui correspond à la droite rouge sur les graphes. De plus, il faut respecter la contrainte de transmission de 50%, ce qui signifie, que la zone est nécessairement en-dessous de la courbe de longueur permettant cette transmission (L_{m-PA} en vert sur les graphes). Finalement, pour considérer que l'on est dans une zone où la commutation se fait par effet Kerr pur, il ne faut pas être en compétition avec une commutation par effet de porteurs libres. Cela signifie qu'il faut être en-dessous de la courbe de longueur minimale assurant un déphasage de

π par la réfraction des porteurs ($L_{\text{FCR}}^{\text{m-PA}}$).

La région FCR, quant à elle, représente la zone dans laquelle, il se produit une commutation assistée par les porteurs libres générés par un processus d'absorption multi-photonique. Pour cela, il faut être au-dessus de la longueur $L_{\text{FCR}}^{\text{m-PA}}$. La contrainte sur la transmission doit toujours être respectée, si bien qu'il faut être sous la droite verte et finalement, il faut être au-dessus de la ligne rouge, pour que la commutation soit exclusivement assistée par des porteurs et qu'elle ne soit pas en compétition avec l'effet Kerr.

En dernier lieu, nous définissons une zone où l'effet Kerr et la réfraction des porteurs libres coexistent et sont en compétition dans le processus de commutation. Il s'agit des régions de l'espace se situant au-dessus des longueurs minimales de déphasage π par effet Kerr et par FCR, et toujours en-dessous de la longueur maximal, assurant la transmission voulue.

Nous remarquons dans un premier temps, comme nous l'avons déjà fait au paragraphe 2.3.2 du chapitre 2, qu'il n'existe pas de zone où la commutation se fait par effet Kerr pour l'arséniure de gallium. On observe de plus, qu'une telle zone n'existe pas non-plus pour le silicium. On retrouve ainsi le résultat classique prédit par le critère $\frac{\lambda\beta_{\text{TPA}}}{2n^2}$ du matériau au paragraphe 4.1.2. Dans le cas du silicium, ceci provient du fait que la courbe de la longueur d'absorption à deux photons et la courbe de la longueur Kerr coïncident quasiment. De manière général, pour un milieu où l'absorption à deux photons a lieu, L_{TPA} et L_{Kerr} sont nécessairement parallèles, car leur évolution est en $\frac{1}{f^4}$. Dans le cas de l'arséniure de gallium, nous avons $L_{\text{TPA}} > L_{\text{Kerr}}$ et ce quel que soit f . Puisque les deux droites sont parallèles, elles ne se croisent jamais, et nous ne trouverons jamais de zone où la commutation Kerr peut avoir lieu.

En revanche, pour ces deux matériaux, il existe une zone où la commutation peut se faire par effets de porteurs libres, car la courbe $L_{\text{FCR}}^{\text{TPA}}$ est évolue en $\frac{1}{f^6}$, si bien que sa pente est plus forte (en valeur absolue), et qu'elle décroît plus vite que L_{Kerr} et que L_{TPA} . Ainsi, à partir d'un certain f , les L_{TPA} et $L_{\text{FCR}}^{\text{TPA}}$ se croisent et il s'ouvre une région FCR. Nous voyons en général que cette zone existe pour le silicium et l'arséniure de gallium, pour des fortes valeurs de localisation et de faibles longueurs de composant, il s'agit donc de structures de type micro-cavités ou guides à cristal photonique.

Les graphes (c) et (d) de la figure 4.6 sont très différents. Du fait de la dépendance en $\frac{1}{f^{2m}}$ et en $\frac{1}{f^{2m+2}}$ pour $L_{\text{m-PA}}$ et $L_{\text{FCR}}^{\text{m-PA}}$ respectivement, ces deux courbes ont des pentes plus grande pour l'AlGaAs et le nitrure de gallium. Pour l'AlGaAs, le processus d'absorption non-linéaire est à trois photons et à cinq photons pour le GaN. Il y a donc des croisements entre L_{Kerr} et $L_{3\text{-PA}}$ pour l'AlGaAs et $L_{5\text{-PA}}$ pour le GaN. On ouvre donc des zones de commutation par effet Kerr pur pour ces deux matériaux contrairement au silicium et à l'arséniure de gallium. La région Kerr est beaucoup plus grande pour le GaN, du fait de la plus grande pente de $L_{5\text{-PA}}$ par rapport à $L_{3\text{-PA}}$ pour l'AlGaAs. Ces zones se situent dans les parties du diagramme correspondant à des composants plutôt longs et à des facteurs f plus faibles par rapport aux zones de commutation par réfraction des porteurs libres. Ainsi, les nanoguides sont plus représentés pour ce type de commutation. Par ailleurs, il s'ouvre aussi des zones où les deux types de commutation (effet Kerr et FCR) coexistent.

Nous voyons donc, avec les contraintes que nous nous sommes fixées, un composant en AlGaAs de 1 mm de long fonctionnant en régime de localisation tel que $f = 4$ permettrait de réaliser la commutation par effet Kerr pur. De la même manière, un composant en GaN de 1 mm de long fonctionnant à $f = 3$ permettrait d'avoir le même type de commutation.

La figure 4.7 montre le diagramme pour des longueurs non-linéaires pour le nitrure de gallium en faisant varier les paramètres d'intensité de commande I_0 et de contrainte sur la transmission du composant $T_{5\text{-PA}}$. On voit d'abord qu'en diminuant l'intensité, toutes les droites de longueurs non-linéaires sont translatées vers le haut, ce qui est normal puisque elles sont toutes inversement proportionnels à une puissance de $\frac{1}{I_0}$. De plus, les longueurs qui correspondent à des effets d'ordre plus élevé sont translatées davantage. Ainsi, $L_{5\text{-PA}}$, correspondant à un effet d'ordre neuf est

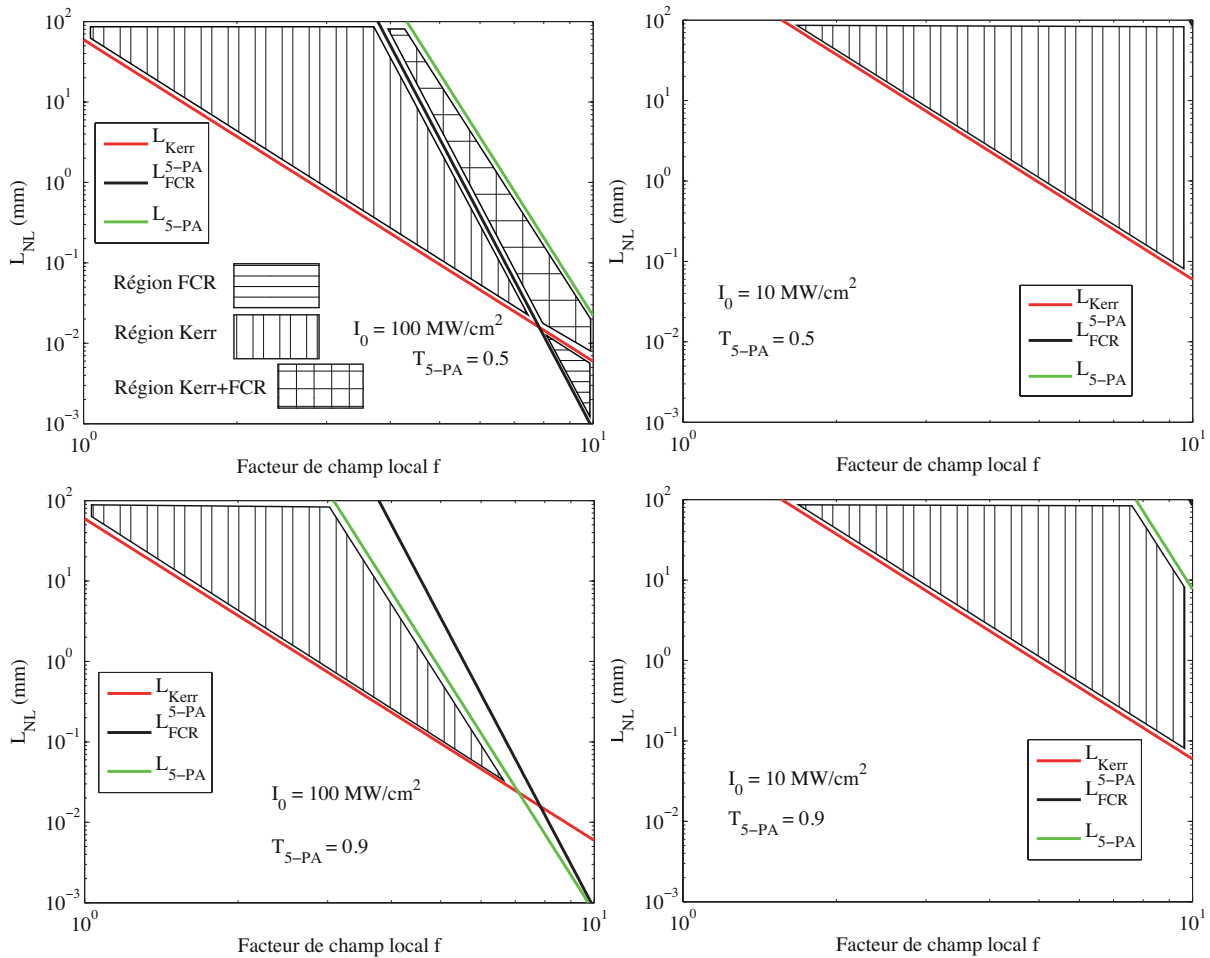


Figure 4.7. Diagramme de longueurs non-linéaires pour le GaN pour différentes valeurs de l'intensité de commande I_0 et de la contrainte de transmission T_{5-PA} du composant.

bien plus translatée que L_{Kerr} qui est un effet d'ordre trois. Lorsque $I_0 = 10 \text{ MW/cm}^2$ avec $T_{5-PA} = 0.5$, la zone de commutation par effet Kerr devient très importante et on ne retrouve plus les courbes de L_{5-PA} et de L_{FCR}^{5-PA} .

Lorsque l'on augmente la contrainte sur la transmission du composant, i.e. lorsque T_{5-PA} augmente, c'est L_{5-PA} qui diminue, si bien qu'elle passe en-dessous de la longueur de réflexion des porteurs libres L_{FCR}^{5-PA} et qu'aucune zone de commutation par FCR n'existe.

Ainsi, l'utilisation de matériaux à plus grand gap (AlGaAs et GaN) favorise la commutation par effet Kerr et permet d'ouvrir des zones de commutation qui ne sont pas accessibles aux matériaux à petit gap (Silicium et GaAs).

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié une application de la localisation à la commutation non-linéaire tout-optique. Pour cela, nous avons présenté un exemple de commutateur non-linéaire constitué d'un Mach-Zehnder, dont l'un des deux bras est déséquilibré par un composant à fort confinement du champ. La commutation a lieu, lorsque l'on introduit une impulsion dans le composant. Nous avons présenté le critère classique utilisé pour savoir si un matériau favorise

la commutation par effet Kerr pur, qui est le type de commutation préférée en général, car il est instantané en régime picoseconde. Cependant, ce critère ne dépend que du matériau et ne s'intéresse pas aux données structurales, telles que la longueur de composant et la localisation, qui sont deux éléments essentiels de l'étude des structures à fort confinement du champ. Nous avons proposé une étude basée sur des longueurs non-linéaires, définies, pour les effets de phase (effet Kerr et FCR) comme étant les longueurs minimales permettant d'obtenir un déphasage valant π entre l'entrée et la sortie du composant nécessaire à la commutation des deux bras du Mach-Zehnder. Nous avons défini en plus, une longueur d'absorption non-linéaire généralisée à tous les processus d'absorption à m -photons. Nous nous sommes intéressés à l'étude du silicium et de l'arséniure de gallium, car nous les avons déjà étudiés dans les chapitres précédents. Nous nous sommes intéressés en plus à l'arséniure de gallium aluminium et au nitrure de gallium, car ces deux matériaux possèdent des énergies de gap bien supérieures à ceux du silicium et du GaAs, afin de regarder des processus non-linéaires d'ordre plus élevé que les effets d'ordre trois (effet Kerr et absorption à deux photons). Nous avons pu voir que la commutation par effet Kerr est impossible pour le silicium et le GaAs, comme le prédisait déjà la figure de mérite classique. Des zones de commutation par effet de porteurs existent néanmoins. Pour l'AlGaAs et le GaN, il existe des zones de commutation par effet Kerr pur.

L'enjeu de cette étude est la réalisation d'un composant permettant la commutation tout-optique non-linéaire. On s'aperçoit que la commutation par effet Kerr est inaccessible pour le silicium sur lequel les intérêts industriels se portent d'avantage, à cause de sa compatibilité avec les technologies CMOS. La seule possibilité de commutation serait de tirer profit de la réfraction par les porteurs libres. Cependant, on se confronte aux problèmes de dynamiques des porteurs qui ont un temps de recombinaison très long en général, ce qui signifie qu'il faut attendre longtemps avant que le commutateur retourne à sa situation de départ. On voit, ainsi que la commutation non-linéaire passe nécessairement par une gestion de porteurs dans le cas du silicium, ou par un effet Kerr pur, en changeant de matériaux (AlGaAs ou GaN). Concernant la gestion de porteurs libres dans le silicium, il faut noter que très récemment (2010), *Turner-Foster et al.* ont réussi à réduire le temps de recombinaison de 3 ns à 12.2 ps en utilisant une diode p-i-n intégrée [74].

L'étude que nous avons effectuée ici est généralisable à d'autres matériaux aussi tels que les verres chalcogénures dans lesquels, on grave aussi des structures à cristal photonique [75].

Une perspective de ce travail serait d'effectuer une étude plus approfondie tenant compte des pertes linéaires en fonction de la localisation qui sont actuellement un des principaux freins au développement de l'optique non-linéaire en régime de *très* forte localisation. En effet, l'évolution des pertes linéaires en fonction du facteur de champ local est encore une question ouverte aujourd'hui et est très exaltée en régime de très forte localisation.

Bilan et perspectives

Les structures semi-conductrices à fort confinement du champ présentent un énorme avantage dans le contexte général du traitement tout-optique du signal. D'une part, les semi-conducteurs ont de fortes propriétés non-linéaires et d'autre part, la structuration à petite échelle permet de localiser la lumière et donc d'exalter les phénomènes non-linéaires pour réaliser la fonctionnalisation de ces structures pour le traitement tout-optique de l'information.

Le premier objectif des mes recherches a été de démontrer expérimentalement et quantitativement l'effet du ralentissement de la lumière sur l'exaltation de la non-linéarité dans un guide à cristal photonique. Le deuxième objectif a été de résoudre le problème de l'amplification Raman d'impulsions picoseconde dans les nanoguides de silicium, où la compétition entre effets non-linéaires nuit au gain optique de l'amplificateur. J'ai aussi souhaité souligner l'importance de la localisation comme paramètre de structuration de composants dans le cas particulier de la commutation tout-optique du signal.

Nous avons commencé par introduire les éléments de bases, permettant de comprendre l'ensemble du travail sur les non-linéarités dans les structures semi-conductrices à fort confinement du champ. Nous avons rappelé les non-linéarités pertinentes pour notre étude dans les semi-conducteurs : l'effet Kerr, l'absorption à deux photons, la réfraction des porteurs libres et la diffusion Raman stimulée. Nous avons présenté le formalisme de la théorie du champ local, en l'adaptant au cas des structures à fort confinement du champ et nous nous sommes intéressés à la valeur du facteur de champ local dans le cas des nanostructures présentant une diminution de la vitesse de groupe, avant d'effectuer un état de l'art des guides à fort confinement du champ.

Pour démontrer expérimentalement et quantitativement l'influence de la localisation sur l'exaltation des non-linéarités, nous nous sommes intéressés à un guide à cristal photonique d'arséniure de gallium. Nous avons spécifiquement développé une source impulsionnelle picoseconde afin de le caractériser en régime non-linéaire. Grâce à une mesure de spectre linéaire en transmission, nous avons pu déterminer l'indice de groupe et donc le facteur de champ local en fonction de la longueur d'onde. Nous avons observé l'exaltation de l'absorption à deux photons, de l'effet Kerr et de la réfraction des porteurs libres générés par absorption à deux photons. La prédiction par le modèle théorique est en très bon accord avec nos résultats expérimentaux et ont permis de décrire quantitativement l'exaltation. Pour approfondir les applications pratiques de nos résultats, nous avons pu voir par une étude sur les longueurs non-linéaires d'interaction, que l'arséniure de gallium était un mauvais composant pour la commutation par effet Kerr pur à cause de son fort coefficient d'absorption à deux photons.

Nous avons ensuite résolu le problème de l'amplification Raman d'impulsions courtes dans le silicium. Nous avons constaté expérimentalement que le modèle classique de l'effet Raman en régime continu, en présence d'absorption à deux photons était mis en défaut à cause des effets de phase qui produisent un élargissement spectral de la pompe faisant chuter le gain Raman effectif.

Nous avons ensuite, développé une approche analytique permettant de modéliser l'élargissement spectral de la pompe, de la quantifier et de la relier à la chute du gain Raman effectif.

Finalement, nous avons abordé l'application de la localisation à la commutation non-linéaire tout-optique. Nous avons présenté un commutateur typique, basé sur l'interféromètre de Mac-Zehnder, dont l'un des deux bras est déséquilibré par une structure à fort confinement du champ. Après avoir rappelé le critère classique caractérisant la commutation non-linéaire, nous avons introduit les concepts de longueurs non-linéaires abordés au chapitre deux, en les généralisant au cas des processus d'absorption multi-photonique. Ceci nous a permis d'étudier les propriétés de différents matériaux (Si, GaAs, AlGaAs et GaN) en vue de la commutation. Nous avons vu que la commutation par effet Kerr pur est impossible pour le silicium et le GaAs, mais qu'une commutation par réfraction des porteurs libres y est envisageable. En revanche l'AlGaAs et le GaN, du fait de leur grande énergie de gap, sont de meilleurs candidats pour une commutation par effet Kerr pur.

Il faut noter que la recherche sur l'exaltation des effets non-linéaires dans les guides à cristal photonique est un domaine qui s'est révélé fort compétitif au cours des trois dernières années. En effet, nous avons été les premiers à avoir effectué une démonstration expérimentale et quantitative de la manière dont la localisation agit sur la non-linéarité dans les guides à cristal photonique. Cet article pionnier a rapidement été suivi d'un grand nombre de communications au cours de l'année 2009 par de nombreux groupes de recherche à la pointe dans ce domaine. [76, 77, 78, 79, 10, 80].

Ce travail de recherche suscite un grand nombre de perspectives. En premier lieu, il y a un problème fondamental qui est encore ouvert et en cours d'étude qui est le problème des pertes linéaires dans les structures à cristal photonique. Le désordre dans les structures à cristal photonique introduit des pertes qui sont fortement exaltées, elles aussi, par la localisation et il est encore difficile aujourd'hui de savoir comment se fait la dépendance [81]. Toutefois, nous n'étions pas concernés par ce problème, car l'effet du désordre n'apparaît réellement qu'à des régimes de très forte lumière lente. Ceci amène d'ailleurs à se dire qu'une analyse fine de ces pertes conduirait notamment à modifier les définitions des longueurs non-linéaires pour les y inclure.

L'apparition des guides à cristal photonique à faible vitesse de groupe et faible dispersion permet aujourd'hui d'atteindre des régimes de lumière nettement plus lente que ceux que nous avons atteints. Grâce à cette faible dispersion, il est maintenant possible de localiser une impulsion courte à ces régimes de localisation.

Dans le contexte plus général de la commutation tout-optique. Nous avons pu voir que l'effet Kerr était le processus non-linéaire préféré pour cette opération. Nous avons aussi vu que la commutation pourrait s'effectuer par réfraction des porteurs libres. Cependant, le temps de vie longs des porteurs dans les semi-conducteurs réduit considérablement l'attrait pour ce processus, car le commutateur prendrait trop de temps à revenir à son état initial. Cependant, il semblerait que, du fait des très petites dimensions, dans les microcavités à cristal photonique, les porteurs aient un temps de recombinaison très faible de l'ordre de la dizaine de picosecondes [33]. Ceci relance le potentiel de la commutation par réfraction des porteurs libres. Il serait intéressant d'effectuer une étude plus approfondie de ce phénomène par des expériences pompe-sonde dans divers matériaux.

Finalement, l'étude que nous avons effectuée au dernier chapitre peut s'étendre à d'autres matériaux encore, ayant des propriétés non-linéaires différentes comme les verres chalcogénures, le diamant ou encore le graphène par exemple.

De manière très général, la quantité physique la plus limitante en terme de développement de la fonctionnalité non-linéaire est l'énergie. La dissipation d'énergie limite très fortement les

performances des composants non-linéaires. L'enjeu de la consommation énergétique est mondial et dépasse largement le domaine de la photonique ou de la micro-électronique, car il est environnemental. Nous ne pouvons donc pas imaginer d'utiliser des composants photoniques consommant beaucoup plus d'énergie que les composants électroniques déjà existants. La consommation énergétique par opération logique est actuellement de 1 fJ pour les composants CMOS. Tels que nous l'avons conçue dans notre étude, l'opération logique consistant à commuter deux voies consommerait $100 \mu\text{W}$ moyen d'énergie, ce qui dans le cadre des expériences que nous avons réalisées aux chapitres précédents, correspond à une énergie par opération logique d'environ $\approx 100 \text{ (mW)} \times 10 \text{ ps} = 1 \text{ pJ}$, à moins que la transmission du composant soit très élevée, permettant ainsi d'envisager le recyclage d'impulsion. Il y a encore un facteur mille à gagner, alors que les composants du futur devront probablement atteindre quelques dizaines d'attojoules par opération logique, correspondant à une centaine de photons.

Calculs de Fourier : Propriétés

A.1 Théorème de convolution

Nous effectuons ici la démonstration du théorème de convolution suivant les conventions que nous adoptons. Considérons f et \tilde{f} , une fonction du temps intégrable et sa transformée de Fourier, fonction de la fréquence ω . Les conventions que nous adoptons pour la transformée de Fourier (TF) et la transformée de Fourier inverse (TF⁻¹) sont :

$$\tilde{f}(\omega) = \int f(t)e^{-i\omega t} dt \quad (\text{A.1})$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{f}(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{A.2})$$

Pour toute fonctions f et g intégrables, nous définissons le produit de convolution \otimes de la manière suivante :

$$[f \otimes g](x) = \int f(y)g(x-y)dy \quad (\text{A.3})$$

Avec ces définitions, si l'on considère deux fonctions \tilde{f} et \tilde{g} intégrables dans l'espace des fréquences, alors $\tilde{f}(\omega_1)e^{i\omega_1 t}$ et $\tilde{g}(\omega_2)e^{i\omega_2 t}$ le sont aussi et l'on peut écrire la série d'équivalence suivante (en posant $\omega_1 = \omega'$ et $\omega_2 = \omega - \omega'$) :

$$\begin{aligned} \int \int \tilde{f}(\omega_1)e^{i\omega_1 t} \tilde{g}(\omega_2)e^{i\omega_2 t} d\omega_1 d\omega_2 &= \int \int \tilde{f}(\omega')\tilde{g}(\omega - \omega')e^{i\omega t} d\omega d\omega' \\ \iff \int \tilde{f}(\omega_1)e^{i\omega_1 t} d\omega_1 \int \tilde{g}(\omega_2)e^{i\omega_2 t} d\omega_2 &= \int \left[\int \tilde{f}(\omega')\tilde{g}(\omega - \omega') d\omega' \right] e^{i\omega t} d\omega \\ \iff (2\pi)^2 \text{TF}^{-1}[\tilde{f}] \text{TF}^{-1}[\tilde{g}] &= 2\pi \text{TF}^{-1}[\tilde{f} \otimes \tilde{g}] \\ \iff f \times g &= \frac{1}{2\pi} \text{TF}^{-1}[\tilde{f} \otimes \tilde{g}] \\ \iff \text{TF}[f \times g] &= \frac{1}{2\pi} (\tilde{f} \otimes \tilde{g}) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Ce dernier résultat s'appelle le théorème de convolution.

A.2 Théorème de Parseval-Plancherel

Soient f et g , et leurs transformées de Fourier \tilde{f} et \tilde{g} , toutes intégrables. Calculons l'intégrale I , définie par :

$$I = \int \int f(t)\tilde{g}^*(\omega)e^{-i\omega t} dt d\omega \quad (\text{A.5})$$

Cette intégrale peut se calculer de deux manières différentes. La première méthode fournit :

$$I = \int f(t) \left[\int \tilde{g}^*(\omega) e^{i\omega t} d\omega \right]^* dt = 2\pi \int f(t) g^*(t) dt \quad (\text{A.6})$$

et la seconde méthode produit :

$$I = \int \tilde{g}^*(\omega) \left[\int f(t) e^{-i\omega t} dt \right] d\omega = \int \tilde{f}(\omega) \tilde{g}^*(\omega) d\omega \quad (\text{A.7})$$

Par égalité de ces deux expressions de I , on obtient alors le théorème de Parseval-Plancherel qui s'écrit :

$$\int f(t) g^*(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{f}(\omega) \tilde{g}^*(\omega) d\omega \quad (\text{A.8})$$

qui s'écrit aussi, dans le cas particulier où $f = g$:

$$\int |f(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int |\tilde{f}(\omega)|^2 d\omega \quad (\text{A.9})$$

A.3 Formule des moments

Considérons une fonction f et sa transformée de Fourier \tilde{f} , toutes deux intégrables. Nous nous intéressons au moment d'ordre n de \tilde{f} :

$$\int \omega^n \tilde{f}(\omega) d\omega \quad (\text{A.10})$$

Nous écrivons ensuite :

$$\begin{aligned} \int \omega^n \tilde{f}(\omega) d\omega &= \frac{2\pi}{i^n} \left[\frac{1}{2\pi} \int i^n \omega^n \tilde{f}(\omega) d\omega \right] \\ &= \frac{2\pi}{i^n} \frac{d^n}{dt^n} \left[\frac{1}{2\pi} \int \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \right]_{(t=0)} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

On arrive ainsi à la formule des moments :

$$\int \omega^n \tilde{f}(\omega) d\omega = 2\pi (-i)^n f^{(n)}(0) \quad (\text{A.12})$$

A.4 Théorème de Wiener-Khintchin

Pour toutes fonctions f et g intégrables, on définit le produit de corrélation $*$ de f par g comme :

$$[f * g](x) = \int f^*(y) g(x + y) dy \quad (\text{A.13})$$

On remarque immédiatement qu'en faisant un changement de variable $z = x + y$, on obtient l'égalité suivante :

$$[f * g](x) = \int f^*(y) g(x + y) dy = \int g(z) f^*(z - x) dz \quad (\text{A.14})$$

Autrement dit, le produit de corrélation n'est pas commutatif.

Pour toutes fonctions f et g intégrables, la fonction de deux variables $f(x)e^{-i\omega x}g^*(-y)e^{-i\omega y}$ est aussi intégrable par rapport à chacune de ces deux variables. En effectuant un changement de variable $x = t$ et $y = t' - t$, il vient la série d'équivalences suivante :

$$\begin{aligned} \int \int f(x)e^{-i\omega x}g^*(-y)e^{-i\omega y}dx dy &= \int \int f(t)g^*(t-t')e^{-i\omega t'} \\ \iff \left[\int f(x)e^{-i\omega x}dx \right] \left[\int g(y)e^{-i\omega y}dy \right]^* &= \int \left[\int f(t)g^*(t-t')dt \right] e^{-i\omega t'} dt' \\ \iff \text{TF}[f] \text{TF}[g]^* &= \text{TF}[f * g] \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Dans le cas particulier où $g = f$, on obtient immédiatement :

$$\text{TF}[f * f](\omega) = |\tilde{f}(\omega)|^2 \quad (\text{A.16})$$

De la même manière, nous pouvons démontrer en faisant le même raisonnement, mais avec la transformée de Fourier inverse que :

$$\text{TF}^{-1}[\tilde{f} * \tilde{g}] = 2\pi \text{TF}^{-1}[\tilde{f}] \text{TF}^{-1}[\tilde{g}]^* \quad (\text{A.17})$$

et

$$\text{TF}^{-1}[\tilde{f} * \tilde{f}](t) = 2\pi |f(t)|^2 \quad (\text{A.18})$$

A.5 Dérivation de la convolution et de la corrélation

La convolution étant commutative, et sous réserve de convergence des intégrales, la dérivée d'un produit de convolution est obtenue en dérivant l'une des deux fonctions du produit :

$$\frac{d}{dx}[(f \otimes g)(x)] = \frac{df(x)}{dx} \otimes g(x) = f(x) \otimes \frac{dg(x)}{dx} \quad (\text{A.19})$$

En revanche, la dérivation de la corrélation change de signe suivant qu'elle est opérée suivant la première ou la deuxième fonction :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(f * g)(x) &= \int f^*(y) \frac{dg(x+y)}{dx} dy \\ &= - \int g(y) \frac{df^*(y-x)}{dx} dy \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

où, nous avons utilisé (A.14). On a donc :

$$\frac{d}{dx}(f * g)(x) = f(x) * \frac{dg(x)}{dx} = - \frac{df(x)}{dx} * g(x) \quad (\text{A.21})$$

Code Matlab

Cette annexe contient l'intégralité du code utilisé faisant appel à la méthode *split step Fourier* pour effectuer une résolution numérique rigoureuse des équations de propagation dans le cadre de l'amplification Raman. Le code est divisé en deux scripts. Le premier script *parameters.m* sert à définir toutes les paramètres et constantes utilisées dans le code. Le script *loop.m* effectue l'intégration à proprement parler.

Ce code a été utilisé pour effectuer les simulations numériques du chapitre 3, mais son domaine d'application s'étend au-delà de l'application au cas de l'amplification Raman dans les semi-conducteurs. En effet, il offre la possibilité de simuler toute expérience de propagation non-linéaire de deux ondes (une pompe et une sonde) dans une structure guidée en tenant compte (au choix) de la dispersion, de l'atténuation linéaire, de l'effet Kerr optique, de l'absorption à deux photons, de la réfraction des porteurs libres, de l'amplification Raman et de l'effet de lumière lente dû à l'effet Raman tout en tenant compte de la localisation. De plus, il y a la possibilité d'introduire un délai entre la pompe et la sonde, de choisir d'effectuer une simulation en régime continu ou impulsionnel pour chacune de ces deux ondes de manière indépendante avec le choix de la durée d'impulsion. Finalement, il offre également la possibilité d'introduire un *chirp* dans la phase lors de la définition des ondes (pompe ou signal).

Ce code a notamment été utilisé pour simuler la propagation d'impulsions de 1 ps en durée dans les fibres à cristal photonique en présence d'effet Kerr [82].

Le code a été développé sous MATLAB et utilise donc son langage de programmation.

B.1 parameters.m

```
%Parameter script for device and pulses
% clear all, close all;

check = 0;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

distance = 1e-2; %device length in m
alphaL = 100; % /m
tauFC = 1e-9; % s
n0s = 3.47; %Refractive index Silicon @singal wavelength
n0p = 3.48; %Refractive index Silicon @pump wavelength
n2 = 6e-18; % m2/W
```

```

betaTPA = 0.8e-11; % m/W
sigma = 1.45e-21; % m^2
kc = 1.35e-27;
c = 3e8; % speed of light in vaccuum
beta2p = -1e-24; % s^2/m
beta2s = -1e-24; %s^2/m
hbar = 1.054e-34;

%Raman parameters
gR = 8.9e-11; %Raman gain in m/W
GammaR = pi*105e9; %Spectral linewidth of Raman Gain
OmegaR = 2*pi*15.6e12; %Central frequency of Raman spectrum
gammaR = gR*GammaR/OmegaR;
tau1 = 1/sqrt(OmegaR^2-GammaR^2);
tau2 = 1/GammaR;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%puslses%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%signal beam
CWs = 0; %CW = 1 if CW-regime for probe, 0 otherwise
lambda0s = 1550e-9; % signal wavelength
omega0s = 2*pi*c/lambda0s; % central frequency for signal
% omega0s = 122e12;
% lambda0s = 2*pi*c/omega0s;
k0s = 2*pi/lambda0s; % signal free space wave vector
chirpS = 0; %input pulse chirp for signal
mshapes = 1; %m=1: Gaussian; m=0: sech; m>0: super-Gaussian
T0s = 5e-12; %signal pulse HW@1/e;
I0s = 1; %signal input peak intensity W/m^2
ngs = 5.1; %Signal group index
fs = sqrt(ngs/n0s); %Local field factor for signal
rs = betaTPA/(2*k0s*n2); %r parameter for signal
mus = 2*kc*k0s/sigma; % mu parameter for signal

%pump beam
CWp = 0; %CW = 1 if CW-regime for pump, 0 otherwise
% omega0p = omega0s+OmegaR+(pp-1)*0.1*GammaR;
omega0p = omega0s+OmegaR;%
lambda0p = 2*pi*c/omega0p;
% lambda0p = 1441e-9; % pump wavelength
% omega0p = 2*pi*c/lambda0p; %central frequency for pump
k0p = 2*pi/lambda0p; %free space wave vector
chirpP = 0; %input pulse chirp for pump
mshapep = 1; %m=1: Gaussian; m=0: sech; m>0: super-Gaussian
T0p = 5e-12;%5e-12; %pump pulse HW@1/e
I0p = 3e13; % Pump input peak intensity W/m^2
ngp = 5.1; %Pump group index
fp = sqrt(ngp/n0p); %Local field factor for pump
rp = betaTPA/(2*k0p*n2); %r parameter for pump
mup = 2*kc*k0p/sigma; %mu parameter for pump

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Simulation%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

d = -1/c*(ngp-ngs);%-1/c*(ngp-ngs); %walk-off parameter in s/m

nt = 4000;
Tmax = 20*max(T0p,T0s); %FFT points and window size
step_num = 1000; %Number of z steps, default value!!
deltaz = distance/step_num; %slice size for distance
dtau = (2*Tmax)/nt; %slice size for time

%tau and omega arrays
tau = (-nt/2:nt/2-1)*dtau; %time vector
omega = (pi/Tmax)*[(0:nt/2-1) (-nt/2:-1)];

numb = 10;
p = step_num/numb;

Td = 0*10e-12;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Profiles%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

if CWs == 0

    if mshapes == 0 %sec hyperbolic pulse

        as = sqrt(I0s)*sech(tau/T0s)
            .*exp(-0.5i*chirpS*(tau/T0s).^2); %soliton signal

    else %super gaussian

        as = sqrt(I0s)*exp(-(1+1i*chirpS)
            *(tau/T0s).^(2*mshapes)/2); %gaussian shape for the signal wave

    end

else %CW signal

    as = sqrt(I0s)*ones(1,nt);

end

if CWp == 0

    if mshapep == 0 %sec hyperbolic pulse

        ap = sqrt(I0p)*sech(tau/T0p)
            .*exp(-0.5i*chirpP*(tau/T0p).^2); %soliton signal

```

```

else %super gaussian

    ap = sqrt(I0p)*exp(-(1+i*chirpP').*((tau-0*Td)/T0p).^(2*mshapep)/2)
        .*exp(1i*my_ChirpP');
    ap = fft(iffp(ap).*exp(1i*omega*Td));%introduce delay

end

else %CW pump

    ap = sqrt(I0p)*ones(1,nt);

end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Simulation Specs%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%Calculation for BPM using the split step method
R = 1; %if there is Raman, R=1, otherwise R = (any other value)
m = 1; %if there are FC and Kerr, m=1, otherwise m=0

%For the Following nonlinear parameters, put to 1 if they should be
%simulated and to 0 if not
% s: signal
% p: pump

%Linear Absorption
ABSs = 1;
ABSp = 1;

%Kerr effect
KERRs = 1;
KERRp = 1;

%Free Carrier Absorption
FCAs = 1;
FCAp = 1;

%Free Carrier Refraction
FCRs = 1;
FCRp = 1;

%Two-Photon Absorption
TPAs = 1;
TPAp = 1;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%EXECUTE PROGRAM%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% program will execute only if check is set to 1

```

```
if (check == 1)
```

```
NewProg;
```

```
end
```

B.2 loop.m

```
%Store dispersive phase shifts to speedup the code
```

```
signal_fourier_factor = exp(1i*0.5*beta2s*omega.^2*deltaz)
.*exp(-ABSs*alphaL/2*deltaz); %phase factor of the signal wave
```

```
pump_fourier_factor = exp(1i*(0.5*beta2p*omega.^2-omega*d)*deltaz)
.*exp(-ABSp*alphaL/2*deltaz); %phase factor of the pump wave
```

```
signal_Kerr_hz = fs.^2*1i*k0s*n2*(KERRs*1+TPAs*1i*rs)
*deltaz; %nonlinear factor for Kerr effect of the signal wave
```

```
pump_Kerr_hz = fp.^2*1i*k0p*n2*(KERRp*1+TPAp*1i*rp)
*deltaz; %nonlinear factor for Kerr effect of the pump wave
```

```
signal_FC_hz = fs.^2*sigma/2*(FCAs*1+FCRs*1i*rus)
*deltaz; %nonlinear factor for FC effects of the signal wave
```

```
pump_FC_hz = fp.^2*sigma/2*(FCAp*1+FCRp*1i*rup)
*deltaz; %nonlinear factor for FC effects of the pump wave
```

```
%Store evolution of the pulse over distance
```

```
as_matrix = zeros(nt, p+1); %p is the amount of pulses to be stored
as_fft_matrix = zeros(nt, p+1);
ap_matrix = zeros(nt, p+1);
ap_fft_matrix = zeros(nt, p+1);
Ncmat = zeros(nt,p+1);
Ramterms = zeros(nt,p+1);
```

```
as_matrix(:,1) = as;
as_fft_matrix(:,1) = fftshift(iffshift(as))*(nt*dtau)/sqrt(2*pi);
ap_matrix(:,1) = ap;
ap_fft_matrix(:,1) = fftshift(iffshift(ap))*(nt*dtau)/sqrt(2*pi);
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% MAIN LOOP %%%%%%%%%%%%%%%
%scheme: 1/2N -> D -> 1/2N; first half step nonlinear
```

```
Nc = zeros(size(tau,1), size(tau,2));
```

```
if (isequal(betaTPA*I0p,0) == 0)
```



```

Nc = cumsum(fp.^4*betaTPA/(2*hbar*omega0p)*abs(ap).^4
*dtau.*exp(-tau/tauFC); %Free Carrier density

end

temps = as;
tempp = ap;

if m==1

    temps = as.*exp((fs.^2*abs(as).^2+2*fp.^2*abs(ap).^2)
*signal_Kerr_hz/2).*exp(-signal_FC_hz*Nc);
    tempp = ap.*exp((fp.^2*abs(ap).^2+2*fs.^2*abs(as).^2)
*pump_Kerr_hz/2).*exp(-pump_FC_hz*Nc/2);

end

HR1 = fp.^2*fs.^2*OmegaR^2./(OmegaR^2-(omega-(omega0p-omega0s)).^2-2i
*GammaR*(omega-(omega0p-omega0s))); %Raman spectrum for signal

HR2 = fp.^2*fs.^2*OmegaR^2./(OmegaR^2-(omega+(omega0p-omega0s)).^2-2i
*GammaR*(omega+(omega0p-omega0s))); %Raman spectrum for pump

if R==1

    temps = temps + 1i*gammaR*ap.*fft(HR1.*ifft(conj(ap).*as))*deltaz/2;
    tempp = tempp + 1i*gammaR*as.*fft(HR2.*ifft(conj(as).*ap))*deltaz/2;

    Ramanterms(:,1) = gammaR*ap.*fft(HR1.*ifft(conj(ap).*as))*deltaz/2;

end

for n = 1:step_num

    f_temps = ifft(temps).*signal_fourier_factor;
    f_tempp = ifft(tempp).*pump_fourier_factor;
    as = fft(f_temps);
    ap = fft(f_tempp);

    if (isequal(betaTPA*I0p,0) == 0)

        Nc = cumsum(fp.^4*betaTPA/(2*hbar*omega0p)*abs(ap).^4
*dtau.*exp(-tau/tauFC);

    end

    if m==1

```

```

    temps = as.*exp((fs.^2*abs(as).^2+2*fp.^2*abs(ap).^2)
    .*signal_Kerr_hz).*exp(-signal_FC_hz*Nc);

    temp = ap.*exp((fp.^2*abs(ap).^2+2*fs.^2*abs(as).^2)
    .*pump_Kerr_hz).*exp(-pump_FC_hz*Nc);

end

if R==1

    temps = temps + 1i*gammaR*ap.*fft(HR1.*ifft(conj(ap).*as))*deltaz;
    temp = temp + 1i*gammaR*as.*fft(HR2.*ifft(conj(as).*ap))*deltaz;

end

if (n/numb == floor(n/numb))

    as_matrix(:, n/numb+1) = as;
    as_fft_matrix(:,n/numb+1) = fftshift(f_temps)*(nt*dtau)/sqrt(2*pi);
    ap_matrix(:, n/numb+1) = ap;
    ap_fft_matrix(:,n/numb+1) = fftshift(f_temp)*(nt*dtau)/sqrt(2*pi);
    Ncmat(:,n/numb+1) = Nc;
    alphaFCA(n/numb+1) = sigma*Nc(nt/2+1);
    alphaTPA(n/numb+1) = betaTPA*abs(ap(nt/2+1)).^2;

end

end

if m==1

    as = temps.*exp((fs.^2*abs(as).^2+2*fp.^2*abs(ap).^2)
    .*signal_Kerr_hz/2).*exp(-signal_FC_hz*Nc/2); %Final field

    ap = temp.*exp((fp.^2*abs(ap).^2+2*fs.^2*abs(as).^2)
    .*pump_Kerr_hz/2).*exp(-pump_FC_hz*Nc/2); %Final field

else

    as = temps;
    ap = temp;

end

if R == 1

    as = temps + 1i*gammaR*ap.*fft(HR1.*ifft(conj(ap).*as))*deltaz/2;
    ap = temp + 1i*gammaR*as.*fft(HR2.*ifft(conj(as).*ap))*deltaz;

```

```
else

    as = temps;
    ap = temp;

end

f_temps = fftshift(iffshift(as)).*(nt*dtau)/sqrt(2*pi); %Final spectrum
f_tempp = fftshift(iffshift(ap)).*(nt*dtau)/sqrt(2*pi); %Final spectrum

%%%%%%%%%% END OF LOOP %%%%%%%%%%%

lambdap = 2*pi*c./(fftshift(omega)+2*pi*c/lambda0p);
lambdas = 2*pi*c./(fftshift(omega)+2*pi*c/lambda0s);
```

Bibliographie

- [1] BUTCHER, P. N., AND COTTER, D. *The elements of nonlinear optics*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, 1991.
- [2] AGRAWAL, G. *Nonlinear Fiber Optics*, 3 ed. Academic Press, January 2001.
- [3] LIN, Q., PAINTER, O. J., AND AGRAWAL, G. P. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : modeling and applications. *Opt. Express* 15, 25 (2007), 16604–16644.
- [4] ASPNES, D. Recombination at semiconductor surfaces and interfaces. *Surface Science* 132, 1-3 (1983), 406 – 421.
- [5] SAID, A. A., SHEIK-BAHAE, M., HAGAN, D. J., WEI, T. H., WANG, J., YOUNG, J., AND STRYLAND, E. W. V. Determination of bound-electronic and free-carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe, and ZnTe. *J. Opt. Soc. Am. B* 9, 3 (1992), 405–414.
- [6] ULMER, T. G., TAN, R. K., ZHOU, Z., RALPH, S. E., KENAN, R. P., VERBER, C. M., AND SPRINGTHORPE, A. J. Two-photon absorption-induced self-phase modulation in GaAs-AlGaAs waveguides for surface-emitted second-harmonic generation. *Opt. Lett.* 24, 11 (1999), 756–758.
- [7] III, C. H., AND AGRAWAL, G. P. Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B* 13, 10 (1996), 2170–2177.
- [8] BOYD, R. W. *Nonlinear Optics, Third Edition*, 3 ed. Academic Press, April 2008.
- [9] DELAYE, P., ASTIC, M., FREY, R., AND ROOSEN, G. *Nanophotonics, chapter 6*. ISTE, 2006.
- [10] MONAT, C., CORCORAN, B., PUDO, D., EBNALI-HEIDARI, M., GRILLET, C., PELUSI, M., MOSS, D., EGGLETON, B., WHITE, T., O’FAOLAIN, L., AND KRAUSS, T. Slow Light Enhanced Nonlinear Optics in Silicon Photonic Crystal Waveguides. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 16, 1 (jan.-feb. 2010), 344 –356.
- [11] KRAUSS, T. F. Slow light in photonic crystal waveguides. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 40 (2007), 2666–2670.
- [12] FRANDSEN, L. H., LAVRINENKO, A. V., FAGE-PEDERSEN, J., AND BOREL, P. I. Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties. *Opt. Express* 14, 20 (2006), 9444–9450.
- [13] SETTLE, M. D., ENGELEN, R. J. P., SALIB, M., MICHAELI, A., KUIPERS, L., AND KRAUSS, T. F. Flatband slow light in photonic crystals featuring spatial pulse compression and terahertz bandwidth. *Opt. Express* 15, 1 (2007), 219–226.
- [14] KUBO, S., MORI, D., AND BABA, T. Low-group-velocity and low-dispersion slow light in photonic crystal waveguides. *Opt. Lett.* 32, 20 (2007), 2981–2983.

- [15] SONG, B., NODA, S., ASANO, T., AND AKAHANE, Y. Ultra-high-Q photonic double heterostructure nanocavity. *Nature Mater.* 4 (2005), 207.
- [16] KURAMOCHI, E., NOTOMI, M., MITSUGI, S., SHINYA, A., TANABE, T., AND WATANABE, T. Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect. *Applied Physics Letters* 88, 4 (2006), 041112.
- [17] VELHA, P., PICARD, E., CHARVOLIN, T., HADJI, E., RODIER, J., LALANNE, P., AND PEYRADE, D. Ultra-High Q/V Fabry-Perot microcavity on SOI substrate. *Opt. Express* 15, 24 (2007), 16090–16096.
- [18] WEIDNER, E., COMBRIE, S., TRAN, N.-V.-Q., ROSSI, A. D., NAGLE, J., CASSETTE, S., TALNEAU, A., AND BENISTY, H. Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity. *Applied Physics Letters* 89, 22 (2006), 221104.
- [19] YABLONOVITCH, E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. *Phys. Rev. Lett.* 58, 20 (May 1987), 2059–2062.
- [20] JOHN, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.* 58, 23 (Jun 1987), 2486–2489.
- [21] VLASOV, Y. A., O'BOYLE, M., HAMANN, H. F., AND MCNAB, S. J. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature* 438, 7064 (11 2005), 65–69.
- [22] COMBRIE, S., BANSROPUN, S., LECOMTE, M., PARILLAUD, O., CASSETTE, S., BENISTY, H., AND NAGLE, J. Optimization of an inductively coupled plasma etching process of GaInP/GaAs based material for photonic band gap applications. *Journal of Vacuum Science and Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* 23, 4 (2005), 1521–1526.
- [23] SOREF, R., AND LORENZO, J. Single-crystal silicon : a new material for 1.3 and 1.6 μm integrated-optical components. *Electronics Letters* 21, 21 (1985), 953–954.
- [24] COMBRIE, S., ROSSI, A. D., MORVAN, L., TONDA, S., CASSETTE, S., DOLFI, D., AND TALNEAU, A. Time-delay measurement in singlemode, low-loss photonic crystal waveguides. *Electronics Letters* 42, 2 (2006), 86–88.
- [25] COMBRIÉ, S., WEIDNER, E., DEROSI, A., BANSROPUN, S., CASSETTE, S., TALNEAU, A., AND BENISTY, H. Detailed analysis by Fabry-Perot method of slab photonic crystal line-defect waveguides and cavities in aluminium-free material system. *Opt. Express* 14, 16 (2006), 7353–7361.
- [26] DINU, M., QUOCHI, F., AND GARCIA, H. Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths. *Applied Physics Letters* 82, 18 (2003), 2954–2956.
- [27] COMBRIÉ, S., ROSSI, A. D., TRAN, Q. V., AND BENISTY, H. GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q : microwatt nonlinearity at 1.55 μm . *Opt. Lett.* 33, 16 (2008), 1908–1910.
- [28] BLAKEMORE, J. S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics* 53, 10 (1982), R123–R181.
- [29] RYASNYANSKIY, A., DUBREUIL, N., DELAYE, P., FREY, R., AND ROOSEN, G. Fourier transformed picosecond synchronously pumped optical parametric oscillator without spectral filtering elements. *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.* 3, - (2008), 08037.
- [30] BARON, A., RYASNYANSKIY, A., DUBREUIL, N., DELAYE, P., TRAN, Q. V., COMBRIÉ, S., DE ROSSI, A., FREY, R., AND ROOSEN, G. Light localization induced enhancement of third order nonlinearities in a GaAs photonic crystal waveguide. *Opt. Express* 17, 2 (2009), 552–557.

- [31] MIZRAHI, V., DELONG, K. W., STEGEMAN, G. I., SAIFI, M. A., AND ANDREJCO, M. J. Two-photon absorption as a limitation to all-optical switching. *Opt. Lett.* 14, 20 (1989), 1140–1142.
- [32] IKEDA, K., AND FAINMAN, Y. Material and structural criteria for ultra-fast Kerr nonlinear switching in optical resonant cavities. *Solid-State Electronics* 51, 10 (2007), 1376 – 1380. Special Issue : Papers Selected from the NGC2007 Conference.
- [33] HUSKO, C., ROSSI, A. D., COMBRIE, S., TRAN, Q. V., RAINERI, F., AND WONG, C. W. Ultrafast all-optical modulation in GaAs photonic crystal cavities. *Applied Physics Letters* 94, 2 (2009), 021111.
- [34] DEKKER, R., USECHAK, N., FORST, M., AND DRIESSEN, A. Ultrafast nonlinear all-optical processes in silicon-on-insulator waveguides. *Journal of Physics D : Applied Physics* 40, 14 (JUL 21 2007), R249–R271.
- [35] MILLER, D. Optical interconnects to silicon. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6, 6 (nov/dec 2000), 1312 –1317.
- [36] BARWICZ, T., BYUN, H., GAN, F., HOLZWARTH, C. W., POPOVIC, M. A., RAKICH, P. T., WATTS, M. R., IPPEN, E. P., KÄRTNER, F. X., SMITH, H. I., ORCUTT, J. S., RAM, R. J., STOJANOVIC, V., OLUBUYIDE, O. O., HOYT, J. L., SPECTOR, S., GEIS, M., GREIN, M., LYSZCZARZ, T., AND YOON, J. U. Silicon photonics for compact, energy-efficient interconnects. *J. Opt. Netw.* 6, 1 (2007), 63–73.
- [37] KROEGER, F., RYASNYANSKIY, A., BARON, A., DUBREUIL, N., DELAYE, P., FREY, R., ROOSEN, G., AND PEYRADE, D. Saturation of the Raman amplification by self-phase modulation in silicon nanowaveguides. *Applied Physics Letters* 96, 24 (2010), 241102.
- [38] CLAPS, R., RAGHUNATHAN, V., DIMITROPOULOS, D., AND JALALI, B. Influence of nonlinear absorption on Raman amplification in Silicon waveguides. *Opt. Express* 12, 12 (2004), 2774–2780.
- [39] LIANG, T. K., AND TSANG, H. K. Efficient Raman amplification in silicon-on-insulator waveguides. *Applied Physics Letters* 85, 16 (2004), 3343–3345.
- [40] ESPINOLA, R., DADAP, J., RICHARD OSGOOD, J., MCNAB, S., AND VLASOV, Y. Raman amplification in ultrasmall silicon-on-insulator wire waveguides. *Opt. Express* 12, 16 (2004), 3713–3718.
- [41] LIANG, T., NUNES, L., TSUCHIYA, M., ABEDIN, K., MIYAZAKI, T., THOURHOUT, D. V., BOGAERTS, W., DUMON, P., BAETS, R., AND TSANG, H. High speed logic gate using two-photon absorption in silicon waveguides. *Optics Communications* 265, 1 (2006), 171 – 174.
- [42] MOSS, D., FU, L., LITTLER, I., AND EGGLETON, B. Ultrafast all-optical modulation via two-photon absorption in silicon-on-insulator waveguides. *Electronics Letters* 41, 6 (2005), 320–321.
- [43] TSANG, H. K., WONG, C. S., LIANG, T. K., DAY, I. E., ROBERTS, S. W., HARPIN, A., DRAKE, J., AND ASGHARI, M. Optical dispersion, two-photon absorption and self-phase modulation in silicon waveguides at 1.5 μm wavelength. *Applied Physics Letters* 80, 3 (2002), 416–418.
- [44] BOYRAZ, O., INDUKURI, T., AND JALALI, B. Self-phase-modulation induced spectral broadening in silicon waveguides. *Opt. Express* 12, 5 (2004), 829–834.
- [45] DULKEITH, E., VLASOV, Y. A., CHEN, X., PANOIU, N. C., AND RICHARD M. OSGOOD, J. Self-phase-modulation in submicron silicon-on-insulator photonic wires. *Opt. Express* 14, 12 (2006), 5524–5534.

- [46] LIANG, T.-K., AND TSANG, H.-K. Nonlinear absorption and Raman scattering in silicon-on-insulator optical waveguides. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 10, 5 (sept.-oct. 2004), 1149 – 1153.
- [47] CLAPS, R., DIMITROPOULOS, D., HAN, Y., AND JALALI, B. Observation of Raman emission in silicon waveguides at 1.54 μm . *Opt. Express* 10, 22 (2002), 1305–1313.
- [48] FOSTER, M. A., TURNER, A. C., SHARPING, J. E., SCHMIDT, B. S., LIPSON, M., AND GAETA, A. L. Broad-band optical parametric gain on a silicon photonic chip. *Nature* 441, 7096 (06 2006), 960–963.
- [49] FUKUDA, H., YAMADA, K., SHOJI, T., TAKAHASHI, M., TSUCHIZAWA, T., WATANABE, T., ICHI TAKAHASHI, J., AND ICHI ITABASHI, S. Four-wave mixing in silicon wire waveguides. *Opt. Express* 13, 12 (2005), 4629–4637.
- [50] BOYRAZ, O., AND JALALI, B. Demonstration of a silicon Raman laser. *Opt. Express* 12, 21 (2004), 5269–5273.
- [51] RONG, H., JONES, R., LIU, A., COHEN, O., HAK, D., FANG, A., AND PANICCIA, M. A continuous-wave Raman silicon laser. *Nature* 433, 7027 (02 2005), 725–728.
- [52] XU, Q., ALMEIDA, V. R., AND LIPSON, M. Demonstration of high Raman gain in a submicrometer-size silicon-on-insulator waveguide. *Opt. Lett.* 30, 1 (2005), 35–37.
- [53] XU, Q., ALMEIDA, V., AND LIPSON, M. Time-resolved study of Raman gain in highly confined silicon-on-insulator waveguides. *Opt. Express* 12, 19 (2004), 4437–4442.
- [54] LIU, A., RONG, H., PANICCIA, M., COHEN, O., AND HAK, D. Net optical gain in a low loss silicon-on-insulator waveguide by stimulated Raman scattering. *Opt. Express* 12, 18 (2004), 4261–4268.
- [55] SOLLI, D. R., KOONATH, P., AND JALALI, B. Broadband Raman amplification in silicon. *Applied Physics Letters* 93, 19 (2008), 191105.
- [56] VELHA, P., RODIER, J. C., LALANNE, P., HUGONIN, J. P., PEYRADE, D., PICARD, E., CHARVOLIN, T., AND HADJI, E. Ultracompact silicon-on-insulator ridge-waveguide mirrors with high reflectance. *Applied Physics Letters* 89, 17 (2006), 171121.
- [57] YIN, L., AND AGRAWAL, G. P. Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides. *Opt. Lett.* 32, 14 (2007), 2031–2033.
- [58] ROY, S., BHADRA, S. K., AND AGRAWAL, G. P. Raman amplification of optical pulses in silicon waveguides : effects of finite gain bandwidth, pulse width, and chirp. *J. Opt. Soc. Am. B* 26, 1 (2009), 17–25.
- [59] SULLIVAN, D. Nonlinear FDTD formulations using Z transforms. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 43, 3 (mar. 1995), 676 –682.
- [60] RUKHLENKO, I., PREMARATNE, M., AND AGRAWAL, G. Nonlinear Silicon Photonics : Analytical Tools. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 16, 1 (jan. 2010), 200 –215.
- [61] PINAULT, S. C., AND POTASEK, M. J. Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 8 (1985), 1318–1319.
- [62] ALMEIDA, V. R., BARRIOS, C. A., PANEPUCCHI, R. R., AND LIPSON, M. All-optical control of light on a silicon chip. *Nature* 431, 7012 (10 2004), 1081–1084.
- [63] TANABE, T., NOTOMI, M., MITSUGI, S., SHINYA, A., AND KURAMOCHI, E. All-optical switches on a silicon chip realized using photonic crystal nanocavities. *Applied Physics Letters* 87, 15 (2005), 151112.
- [64] VAN, V., IBRAHIM, T., ABSIL, P., JOHNSON, F., GROVER, R., AND HO, P.-T. Optical signal processing using nonlinear semiconductor microring resonators. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* 8 (10 2002), 75.

- [65] HEEBNER, J. E., LEPESHKIN, N. N., SCHWEINSBERG, A., WICKS, G. W., BOYD, R. W., GROVER, R., AND HO, P.-T. Enhanced linear and nonlinear optical phase response of AlGaAs microringresonators. *Opt. Lett.* 29, 7 (2004), 769–771.
- [66] ASTIC, M., DELAYE, P., FREY, R., ROOSEN, G., ANDRÉ, R., BELABAS, N., SAGNES, I., AND RAJ, R. Time resolved nonlinear spectroscopy at the band edge of 1D photonic crystals. *Journal of Physics D : Applied Physics* 41, 22 (2008), 224005.
- [67] WHERRETT, B. S. Scaling rules for multiphoton interband absorption in semiconductors. *J. Opt. Soc. Am. B* 1, 1 (1984), 67–72.
- [68] SHEIK-BAHAE, M., HUTCHINGS, D., HAGAN, D., AND VAN STRYLAND, E. Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids. *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 27, 6 (jun. 1991), 1296–1309.
- [69] ADACHI, S. GaAs, AlAs, and Al $[x]$ Ga $[1 - x]$ As : Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics* 58, 3 (1985), R1–R29.
- [70] COQUILLAT, D., VECCHI, G., COMASCHI, C., MALVEZZI, A. M., TORRES, J., AND D’YERVILLE, M. L. V. Enhanced second- and third-harmonic generation and induced photoluminescence in a two-dimensional GaN photonic crystal. *Applied Physics Letters* 87, 10 (2005), 101106.
- [71] PANKOVE, J., BLOOM, S., AND HARBECKE, G. Optical properties of GaN. *RCA Rev.* 36, - (1975), 163.
- [72] MEYER, B. K., VOLM, D., GRABER, A., ALT, H. C., DETCHPROHM, T., AMANO, A., AND AKASAKI, I. Shallow donors in GaN—The binding energy and the electron effective mass. *Solid State Communications* 95, 9 (1995), 597 – 600.
- [73] MORKOC, H., STRITE, S., GAO, G. B., LIN, M. E., SVERDLOV, B., AND BURNS, M. Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies. *Journal of Applied Physics* 76, 3 (1994), 1363–1398.
- [74] TURNER-FOSTER, A. C., FOSTER, M. A., LEVY, J. S., POITRAS, C. B., SALEM, R., GAETA, A. L., AND LIPSON, M. Ultrashort free-carrier lifetime in low-loss silicon nanowaveguides. *Opt. Express* 18, 4 (2010), 3582–3591.
- [75] FREEMAN, D., GRILLET, C., LEE, M. W., SMITH, C. L., RUAN, Y., RODE, A., KROLIKOWSKA, M., TOMLJENOVIC-HANIC, S., DE STERKE, C., STEEL, M. J., LUTHER-DAVIES, B., MADDEN, S., MOSS, D. J., LEE, Y.-H., AND EGGLETON, B. J. Chalcogenide glass photonic crystals. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* 6, 1 (2008), 3 – 11. The Seventh International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures - PECS-VII.
- [76] ECKHOUSE, V., CESTIER, I., EISENSTEIN, G., COMBRIÉ, S., COLMAN, P., ROSSI, A. D., SANTAGIUSTINA, M., SOMEDA, C. G., AND VADALÀ, G. Highly efficient four wave mixing in GaInP photonic crystal waveguides. *Opt. Lett.* 35, 9 (2010), 1440–1442.
- [77] MONAT, C., GRILLET, C., CORCORAN, B., MOSS, D. J., EGGLETON, B. J., WHITE, T. P., AND KRAUSS, T. F. Investigation of phase matching for third-harmonic generation in silicon slow light photonic crystal waveguides using Fourier optics. *Opt. Express* 18, 7 (2010), 6831–6840.
- [78] EBNALI-HEIDARI, M., MONAT, C., GRILLET, C., AND MORAVVEJ-FARSHI, M. K. A proposal for enhancing four-wave mixing in slow light engineered photonic crystal waveguides and its application to optical regeneration. *Opt. Express* 17, 20 (2009), 18340–18353.
- [79] CORCORAN, B., MONAT, C., PUDO, D., EGGLETON, B. J., KRAUSS, T. F., MOSS, D. J., O’FAOLAIN, L., PELUSI, M., AND WHITE, T. P. Nonlinear loss dynamics in a silicon slow-light photonic crystal waveguide. *Opt. Lett.* 35, 7 (2010), 1073–1075.

- [80] COMBRIE, S., TRAN, Q. V., ROSSI, A. D., HUSKO, C., AND COLMAN, P. High quality GaInP nonlinear photonic crystals with minimized nonlinear absorption. *Applied Physics Letters* 95, 22 (2009), 221108.
- [81] MAZOYER, S., HUGONIN, J. P., AND LALANNE, P. Disorder-Induced Multiple Scattering in Photonic-Crystal Waveguides. *Phys. Rev. Lett.* 103, 6 (Aug 2009), 063903.
- [82] HUY, M. C. P., BARON, A., LEBRUN, S., FREY, R., AND DELAYE, P. Characterization of self-phase modulation in liquid filled hollow core photonic bandgap fibers. *J. Opt. Soc. Am. B* 27, 9 (2010), 1886–1893.

